

THERMIQUE ET SCIENCES DE L'INFORMATION

STÉPHANE GIBOUT

**ACTES**

DU

CONGRÈS ANNUEL DE LA  
SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

**SFT 2018**

29 MAI — 1<sup>ER</sup> JUIN 2018  
PAU, CENTRE DES CONGRÈS  
PALAIS BEAUMONT

ORGANISÉ PAR

LE LABORATOIRE DE THERMIQUE, ÉNERGÉTIQUE ET PROCÉDÉS  
L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE EN GÉNIE DES TECHNOLOGIES INDUSTRIELLES  
LA FÉDÉRATION DE RECHERCHE IPRA  
L'UNIVERSITÉ DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR





# Première partie

## Prolégomènes



## Parrainage

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2018, organisé au Centre des Congrès de la ville de Pau, a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et organismes suivants :

---

### Communauté d'agglomération

#### Pau Béarn Pyrénées

Hôtel de France  
2 bis place Royale  
64000 Pau  
[www.agglo-pau.fr](http://www.agglo-pau.fr)



### Région Nouvelle-Aquitaine

Hôtel de Région  
14, Rue François de Sourdis  
33077 Bordeaux cedex

[www.nouvelle-aquitaine.fr](http://www.nouvelle-aquitaine.fr)



### Université de Pau et des Pays de l'Adour

Avenue de l'Université  
BP 576  
64012 Pau cedex  
[www.univ-pau.fr](http://www.univ-pau.fr)



### École Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles

Rue Jules Ferry  
BP 7511  
64075 Pau cedex  
[ensgti.univ-pau.fr](http://ensgti.univ-pau.fr)



### Institut Carnot ISIFoR

Rue Jules Ferry  
BP 7511  
64 075 Pau Cedex  
[www.carnot-isifor.eu](http://www.carnot-isifor.eu)



Il a également reçu le soutien d'exposants-sponsors industriels :

---

### COMSOL France

10 avenue Doyen Louis Weil  
38000 Grenoble

Contact : Frédéric BERNARD

☎ 04 76 46 49 01

✉ [frederic.bernard@comsol.fr](mailto:frederic.bernard@comsol.fr)



---

### FLIR SYSTEMS ATS

40, av de Lingenfeld

77200 Torcy — France

Contact : M. Patrice BALCON

☎ +33 6 26 26 85 75

✉ [patrice.balcon@flir.fr](mailto:patrice.balcon@flir.fr)



---

### LINSEIS

Linseis Messgeräte GmbH

Vielitzerstrasse 43

95100 Selb — Germany

Contact :

☎ +49 (9287) 880-51

✉ [sales@linseis.de](mailto:sales@linseis.de)



---

### SETARAM Instrumentation

7, rue de l'Oratoire

69300 Caluire — France

Contact : Didier BOURGEOIS

☎ +33 (0)6 70 21 50 00

✉ [bourgeois@setaram.com](mailto:bourgeois@setaram.com)



---

### Telops France

6, rue du Docteur Schweitzer

91420 Morangis, France

Contact : Éric GUYOT

☎ +33 1 70 27 71 34 / +33 6 68 00 67 23

✉ [eric.guyot@telops.com](mailto:eric.guyot@telops.com)



---

### Thermoconcept

25 Rue Marcel Issartier

Bât Aero Business Center, Bureau 11, RDC

33700 Mérignac

Contact : Richerd HUILLERY

☎ 05 47 74 62 12

✉ [huillery@thermoconcept-sarl.com](mailto:huillery@thermoconcept-sarl.com)



---

### Toray Carbon Fibers Europe

RD 817 – 64170 Lacq

Contact :

☎ 05 59 60 71 00

✉ [info@toray-cfe.com](mailto:info@toray-cfe.com)



---

Nous tenons également à adresser un remerciement spécial à la société **appolo** ([appolo.fr](http://appolo.fr)) pour l'hébergement à titre gracieux du site de gestion des soumissions, et sa maintenance!

# Comité d'organisation du congrès 2018

## Équipe locale

**Président :** Stéphane Gibout

**Vice-président :** Jean-Pierre Bédécarrats

**Secrétaires scientifiques :** Erwin Franquet, Didier Haillot, Sylvain Serra

## Membres :

Cédric Arrabie (ENSGTI)  
Jean-Pierre Bédécarrats (LaTEP, ENSGTI)  
Émilie Dedieu (LaTEP)  
Erwin Franquet (LaTEP, ENSGTI)  
Stéphane Gibout (LaTEP, ENSGTI)  
Didier Haillot (LaTEP, ENSGTI)  
Mohamad Ali Jaafar (LaTEP)  
Sophie Molina (LaTEP)  
Paul Piché (LaTEP)  
Sylvain Serra (LaTEP, ENSGTI)

## Comité Scientifique de la SFT (au 19 septembre 2017)

Fabrice Laturelle	Ariane Group
Jean-Christophe Batsale	I2M-TREFLE, Bordeaux
Christophe Le Niliot	IUSTI, Marseille
Philippe Le Masson	LIMATB, Lorient
Didier Delaunay	LTEN, Nantes
Bernard Desmet	ENSIAME, Valenciennes
Pierre Millan	ONERA, Toulouse
Joël Lallier	THALES, Elancourt
Jérôme Belletre	LTEN, Nantes
Patrick Glouannec	LIMATB, Lorient
Michel Gradeck	LEMETA, Nancy
Souad Harmand	TEMPO, Valenciennes
Céline Morin	LAMIH, Valenciennes
Jocelyn Bonjour	CETHIL, Lyon
Najib Laraqi	LTIE, Ville d'Avray
Michel Pons	LIMSI, Orsay
Benoît Rousseau	LTEN, Nantes
Patrick Salagnac	LASIE, La Rochelle
Christophe Journeau	CEA, Cadarache
Franck Vouzelaud	THALES, Elancourt



## Liste des relecteurs

Le comité d'organisation adresse de très vifs remerciements aux relecteurs qui ont pris le temps de lire et d'expertiser les articles soumis au congrès.

Chérifa Abid, Sakir Amiroudine, Vincent Ayel, Mejdî Azaiez, Jean-Luc Bailleul, Jean-Christophe Batsale, Jean-Luc Battaglia, Jean-Pierre Bédécarrats, Sylvie Bégot, Jérôme Bellettre, André Bergeron, Jean-Jacques Bézian, Nicolas Blet, Jean Luc Bodnar, Jocelyn Bonjour, Pascal Boulet, Pascale Bouvier, Nicolas Boyard, Michel Brun, Cyril Caliot, Jean-Paul Caltagirone, Muriel Carin, Cathy Castelain, Pierre-Olivier Chapuis, Eric Chénier, Xavier Chesneau, Thibaut Colinart, Herve Combeau, Jean-François Cornet, Franck David, Thierry De Laroche Lambert, Didier Delaunay, Agnès Andrée Delmas, Philippe Désévaux, Bernard Desmet, David Donjat, Marie-Christine Duluc, Jean-Pierre Dumas, Jean Dumoulin, Jean Félix Durastanti, Claude-Gilles Dussap, Mouna El Hafi, Véronique Feldheim, Matthieu Fénot, Mouaouia Firdaouss, Stéphane Fohanno, Jean-Pierre Fradin, Erwin Franquet, Jean-Laurent Gardarein, Bertrand Garnier, Stéphane Gibout, Mathieu Gillet, Dominique Gobin, Michel Gradeck, Philippe Haberschill, Didier Haillot, Jean-Luc Harion, Souad Harmand, Michel Havet, Jean-François Henry, Nicolas Horny, Nicolas Huc, Laurent Ibos, Yves Jannot, Patrice Joubert, Christophe Journeau, Stéphanie Lacour, Sylvain Lalot, François Lanzetta, Najib Laraqi, Emmanuel Laroche, Guy Lauriat, Pascal Lavieille, Pascal Le Bideau, Cédric Le Bot, Steven Le Corre, Olivier Le Maître, Philippe Le Masson, Stéphane Le Masson, Christophe Le Nilot, Nolwenn Le Pierrès, Michel Lebouché, Yves Lecointe, Thierry Lemenand, Denis Lemonnier, Renan Leon, Valérie Lepiller, Paul Lybaert, Denis Maillet, Jean-Marie Mancaux, Irina Martin Graur, Philippe Marty, Johann Meulemans, Sébastien Mey-Cloutier, Ghislain Michaux, Sophie Molina, Jean-Pierre Monchau, Céline Morin, Pierre Mousseau, Gérard Olivier, Jacques Padet, Julien Pellé, Anne Penninckx-Sans, Laetitia Perez, Thomas Pierre, Laurence Pietri, Jean-Pierre Ploteau, Bérengère Podvin, Michel Pons, Hugues Pretrel, Hervé Pron, Olivier Quémener, Julien Quinten, Jaona Randrianalisoa, Martin Raynaud, Mourad Rebay, Philippe Reulet, Fabrice Rigollet, Philippe Rogeon, Yassine Rouizi, Sébastien Rouquette, Benoît Rousseau, Jean-Claude Roy, Serge Russeil, Patrick Salagnac, Valérie Sartre, Didier Saury, Vincent Schick, Alain Sempey, Sylvain Serra, Monica Siroux, Vincent Sobotka, Pascal Stouffs, Benoît Stutz, Lounes Tadrîst, Françoise Thellier, Cédric Thiebaut, Adrien Toutant, Nathalie Trannoy, Benoît Trouette, Rodolphe Vaillon, Marielle Varenne-Pellegrini, Etienne Videoq, Franck Vouzelaud, Marc Wagner, Belkacem Zeghmati





# Le mot du comité d'organisation

Vingt-cinq ans après sa précédente édition paloise, le congrès annuel de la Société Française de Thermique est de retour sous le «Bèth Cèu de Pau» du 29 mai au 1<sup>er</sup> juin 2018.

En liaison avec le comité scientifique de la SFT, le comité d'organisation a proposé pour cette nouvelle édition 2018 de mettre en lumière le thème :

## «Thermique et Sciences de l'Information»

En quelques décennies, l'informatique a profondément impacté le fonctionnement de nos sociétés, à tel point que l'invention de l'ordinateur a pu être comparée à la sédentarisation de l'homme ou à l'invention de la roue.

Les technologies numériques ont eu un impact majeur sur le domaine des sciences en général et de la thermique en particulier. On pense par exemple à l'explosion des capacités de calcul qui permet la simulation des phénomènes physiques longtemps uniquement accessibles par la démarche expérimentale. L'informatique est même venue compléter l'électronique au sein des appareils de mesure de plus en plus sophistiqués. On pensera également à l'accès à la littérature scientifique dématérialisée qui facilite et accélère le travail des chercheurs, sans oublier les nouveaux outils pédagogiques.

Parallèlement, les sciences thermiques peuvent apporter des solutions aux problèmes spécifiques qui accompagnent les technologies numériques. Ainsi, le refroidissement des processeurs est une des limites actuelles de la miniaturisation et de l'augmentation des performances. La réduction de la consommation énergétique des centres de données est également un enjeu important que ce soit du point de vue de la diminution des coûts, mais également de l'impact environnemental. Enfin, la récente déferlante des objets connectés et de l'Internet des objets (IoT) conduit à de nouvelles applications, notamment dans le confort thermique de l'habitat.

Au-delà de cette thématique, ce congrès constitue également une excellente occasion pour tous les chercheurs, industriels et doctorants d'échanger sur leurs dernières préoccupations et de présenter leurs travaux les plus récents dans le domaine de la thermique et de ses applications. Tous les travaux portant sur les thèmes mentionnés ci-après sont concernés. Ils donneront lieu à des communications écrites qui seront présentées sous forme d'affiches au cours de sessions réparties sur la durée du congrès. Des ateliers-débats seront programmés en alternance avec ces sessions et les conférences plénières.

Le prix Biot-Fourier récompensera la meilleure contribution du congrès. Le prix sera décerné à un lauréat parmi les sept meilleures communications sélectionnées par le Comité Scientifique de la SFT et présentées à l'occasion de deux sessions orales. En fonction des rapports d'expertise et de la qualité des présentations orales, le jury remettra le prix Biot-Fourier lors de la conclusion du congrès.

Au nom du comité d'organisation, nous vous souhaitons à toutes et à tous un excellent congrès !

**Stéphane Gibout**

**Président du comité d'organisation de SFT 2018**



# Programme

## Conférences plénières

### Aspect énergétique des terminaux communicants 5G et Internet des Objets : de l'influence des architectures de système sur la puissance consommée, l'autonomie et la durée de vie

#### YANN DEVAL

Yann Deval a reçu son doctorat de l'Université de Bordeaux (France) en 1994. Il a ensuite rejoint cette université en tant que professeur adjoint, en commençant là les activités de recherche dans la conception des circuits analogiques et radiofréquences. En 1999, le Dr. Deval est devenu Maître de Conférences et a créé l'équipe de conception de circuits intégrés à IMS, le laboratoire de recherche en microélectronique de l'Université de Bordeaux. En 2004, il a été nommé Professeur des Universités à l'ENSEIRB-MATMECA, l'école d'ingénieur en électronique de Bordeaux.

De 2004 au 2014 le Dr. Deval a créé et dirigé le laboratoire commun ST-IMS, et de 2010 à 2012, le Dr. DEVAL a été directeur de ALBATROS, l'alliance de recherche avancée entre Thales et le site universitaire bordelais, dédié à l'avionique militaire et spatiale. Depuis janvier 2016 le Dr. Deval est directeur de IMS, où quelques 150 doctorants poursuivent leurs activités de recherche.

Le Dr. Deval a reçu en 2002 le prix du meilleur papier de la conférence 2002 IEEE Asia-Pacific Conférence qui se tenait à Kyoto, au Japon. En 2008, il a reçu le prix du meilleur papier du Software Defined Radio Forum qui s'est tenu à Washington D.C. aux États-Unis. Enfin, en 2014, le Dr. Deval a reçu le prix du meilleur papier de la conférence internationale sur les circuits et systèmes intégrés, IEEE NEWCAS, qui se tenait au Canada.

Le Dr. Deval a été le Président Général du RFIC Symposium en 2010 à Anaheim (Californie), et de ESSCIRC-ESSDERC (la plus importante conférence de microélectronique en Europe) qui s'est tenue en 2012 à Bordeaux. Le Dr. Deval a publié plus de 200 papiers dans des conférences et des revues internationales, et il détient 50 brevets.

*Les systèmes de radiocommunication actuels et futurs se doivent d'optimiser leur bilan énergétique en vue d'une part de réduire leur empreinte écologique sur la planète mais aussi et d'autre part augmenter leur autonomie et leur disponibilité lorsqu'ils sont alimentés par batterie ou par un dispositif de récupération d'énergie. La consommation de puissance des dispositifs communicants sans fil de tous genres doit donc impérativement être optimisée, en particulier en ce qui concerne les terminaux mobiles qui ne peuvent embarquer un élément diffusant la chaleur liée au rendement global peu favorable des architectures de système classiques. Mais cela concerne aussi les objets communicants dont la disponibilité doit s'étaler sur de nombreuses années, pour lesquels la défaillance n'est pas une option et dont la température de fonctionnement est donc nécessairement critique du fait de la dépendance exponentielle de la réduction de durée de vie des circuits électroniques à cette température. Dans cette optique, des architectures de rupture relevant de la conception par les mathématiques (Design by Mathematics – DbM) et réalisées dans des technologies avancées de la filière industrielle du silicium seront présentées qui permettront non seulement de répondre aux difficiles exigences techniques des objets communicants*

du futur proche (5G et Internet des Objets) mais aussi de le faire conjointement à une réduction sensible du bilan énergétique global des systèmes électroniques, aussi bien en émission qu'en réception.

## Gestion de l'Énergie autour du Calcul Haute Performance

### **DIEGO KLAHR**

In Total since 2011 where he managed the choice and the deployment of one of biggest HPC system in the industry. Before in IFPEN where he was in charge of Scientific computing engineering. He began as a consultant in HPC software development and optimization.

*L'intervention s'articulera autour de la présentation des moyens de Calcul Hautes Performances de Total. Un focus sera fait sur son utilisation par le Groupe et les avancées qu'un tel système permet dans divers domaines scientifiques. Il sera également présenté l'ensemble de l'écosystème énergétique qui permet de faire fonctionner cette machine tant sur le point électrique que refroidissement.*

## La thermique d'un équipement électronique appliquée à un avion de combat

### **JOËL LALLIER**

est de formation Ingénieur Arts et Métiers doublée d'un DEA de Machines thermiques. Il entre dans le groupe SNECMA en 1981 chez Hispano-Suiza dans la conception des relais d'accessoires puis chez Messier Hispano Bugatti pour prendre la responsabilité du bureau d'études Roues et Freins.

En 1988, il rejoint Dassault Électronique pour diriger le bureau d'études mécaniques (Dassault Électronique qui intégrera le groupe THOMSON-CSF qui deviendra le groupe THALES). Il occupera par la suite la fonction d'Ingénieur projet des systèmes de Guerre Électronique pour les avions RAFALE, F16, Mirage F1, Mirage 2000-5 et -9 depuis la conception des architectures physiques des équipements jusqu'à leur mise en production série.

En 2006, il intègre la Direction Technique de Thales Systèmes Aéroportés en tant qu'expert thermique et il occupe désormais la fonction de Senior Expert Thermique au sein du groupe THALES.

Il a été président de la SFT de 2013 à 2018 et siège désormais au Conseil d'Administration.

*L'évolution rapide des composants électroniques caractérisée par une augmentation des puissances de calcul associée à une réduction de leurs volumes a rendu la maîtrise de la thermique dans la conception des équipements électroniques comme un facteur clé dans la course aux performances tout en conservant des niveaux importants de fiabilité. La conférence portera ainsi sur les points critiques dans la gestion du gradient thermique entre la jonction dans la puce d'un composant où est présent de forte densité de puissance et la source froide inhérente aux différents systèmes de conditionnement. La particularité du domaine des avions de combat sera abordée à travers les contraintes liées aux faibles volumes des équipements, aux puissances dissipées importantes rencontrées dans les radars ou dans les systèmes de guerre électronique, aux différents modes de transferts de chaleurs et aux conditions limites extrêmes induites par le domaine de vol de l'avion. Un point sera également fait sur l'introduction de management thermique au sein même du composant.*

## L'Internet-des-Objets pour la collecte et l'analyse de données

### CONGDUC PHAM

Dr Congduc Pham is a Professor of Computer Science at the University of Pau (France) in the LIUPPA laboratory in which is served as director from 2006 to 2009. He obtained his Ph.D in Computer Science in 1997 at the LIP6 Laboratory (Laboratoire d'Informatique de Paris 6), University Pierre and Marie Curie. He also received his Habilitation in 2003 from University Claude Bernard Lyon 1. From 1998 to 2005, he was associate professor at the university of Lyon, member of the INRIA RESO project in the LIP laboratory at the ENS Lyon. His current research interests include wireless sensor networking, Internet of Thing, MAC layer mechanisms, congestion control and Quality of Service for grid/cloud computing infrastructures. He served as Guest Editor for Future Generation Computer System, Annals of Telecom and International Journal of Distributed Sensor Networks. He also served as Program Vice-Chair for IEEE GreenCom 2010, workshop Co-Chair for IEEE WiMob 2011, Track Chair for IEEE WiMob 2015 and General Chair of GECON 2017. He has published more than 130 papers in international conferences & journals and gave more than 80 seminars, keynotes and tutorials.

*Cette présentation, accessible à tous, présentera de manière didactique les principales technologies en oeuvre derrière ce que l'on appelle l'Internet-des-objets (IoT), de la collecte à l'analyse des données. Outre l'IoT ludique grand public et les applications de type "ville intelligente", l'utilisation de techniques IoT pour des applications plus spécifiques de surveillance peut apporter des réponses efficaces à des enjeux sociétaux et environnementaux importants. Dans une première partie, nous présenterons comment la collecte des informations peut être réalisée, en utilisant le vaste éventail de technologies radio disponibles dont les nouvelles radios longue distance qui permettent de simplifier le déploiement d'infrastructures IoT. Nous présenterons aussi comment, dans le contexte de l'Internet globalisé, ces données peuvent être structurées et rendues accessibles pour permettre leur exploitation. Dans une seconde partie, nous présenterons donc les techniques et outils pour l'analyse des données collectées, avec un focus particulier sur les outils proposés pour ce que l'on appelle aussi communément le Big Data. Pour conclure, nous montrerons également comment rendre cette révolution IoT accessible à tous et comment une démarche IoT de type "do-it-yourself", rendue possible par la convergence et la maturité de plusieurs technologies, permet de déployer à très bas coûts des technologies IoT très efficaces. Nous illustrerons par plusieurs cas concrets et des démonstrations matérielles issus du projet européen WAZIUP dont les objectifs sont de fournir les briques de bases aux déploiements de l'IoT à bas coût dans les pays en voie de développement.*

## Du CO<sub>2</sub> pour défossiliser la société

### FRANÇOIS MARÉCHAL

François Maréchal est enseignant et chercheur à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne. Ses activités concernent le domaine de l'analyse et de la synthèse des procédés et des systèmes de conversion d'énergie assistée par ordinateur. Il s'intéresse notamment à l'application de méthodes informatisées pour l'analyse, la conception et l'optimisation des procédés industriels et des systèmes de conversion d'énergie efficaces.

## Ateliers-débats

### Modélisation des systèmes à sorption : approche croisée énergétique/génie des procédés

*La SFT et la SFGP sont deux sociétés savantes dont les thématiques se rejoignent dans bien des domaines. Cet atelier se focalisera sur des systèmes complexes comprenant des cycles à sorption qui représentent bien la convergence des thématiques de ces deux communautés. Ce genre de problématique se retrouve dans les machines frigorifiques à absorption ou des systèmes de stockage thermo-chimique d'énergie. En lien avec la thématique de la SFT 2018, les trois présentations de cet atelier porteront sur différentes approches de la modélisation/simulation de tels dispositifs.*

#### Modélisations de réacteurs solide/gaz pour procédés à sorption

NATHALIE MAZET — PROMES - CNRS UPR 8521

#### Prise en compte des efficacités massique et thermique des échangeurs dans la modélisation des machines à absorption

BENOÎT STUTZ — USMB, LOCIE, CNRS UMR5271

#### Utilisation d'une équation d'état et des concepts d'étage théorique et de flash positif pour la modélisation dynamique d'une machine à absorption eau/ammoniac

SABINE SOCHARD — UPPA / E2S / LATEP-IPRA, EA1932 / ENSGTI

### La recherche sur le stockage thermique de l'énergie en France

Atelier animé par Philippe Marty (LEGI), Benoit Stutz (LOCIE) et Jean-Pierre Bédécarrats (LaTEP)

*Les contraintes environnementales de plus en plus fortes ainsi que les problèmes grandissants de la disponibilité des ressources énergétiques obligent le secteur de l'énergie non seulement à une évolution importante de ses technologies mais aussi à leurs utilisations plus rationnelles. Le stockage d'énergie thermique s'insère parfaitement dans une politique de maîtrise de la demande énergétique et de respect des contraintes environnementales en permettant de dissocier dans le temps mais aussi dans l'espace la production de l'utilisation de l'énergie. L'état actuel des recherches réalisées en France dans le domaine du stockage thermique de l'énergie sera détaillé en s'appuyant sur la structuration mise en place dans le cadre d'un nouveau réseau thématique industriel. Ce REseau pour le Stockage de l'Énergie Thermique RESET vise à renforcer la coordination des études et des recherches dans ce domaine en mettant en lien des partenaires académiques et industriels.*

#### Titres des présentations :

- RESET un réseau académique et industriel pour le stockage de l'énergie thermique
- La recherche sur le stockage par chaleur sensible
- La recherche sur le stockage par chaleur latente
- La recherche sur le stockage thermique par les procédés de sorption

### Simulation numérique pour les problèmes de thermique-énergétique

*Un grand nombre de membres de la SFT utilisent la modélisation et la simulation numérique pour appréhender les problèmes fondamentaux et appliqués auxquels ils sont confrontés. L'idée de cet atelier est de leur proposer de se réunir et d'échanger, notamment autour de présentations développant les dernières avancées et possibilités avec divers codes libres (à savoir Code-Saturne, OpenFOAM et TrioCFD).*

## **The OpenFOAM libray and the modeling of liquid spray atomization**

JULIEN REVEILLON — UNIVERSITÉ DE ROUEN, CORIA UMR 6614

*The purpose of this talk is to present a multi-scale approach suitable to perform LES of atomization together with the possibility to recover Interface Capturing Methods features for well resolved interface flow. To achieve this goal the most important unresolved phenomena to address are the subgrid turbulent liquid flux and surface density to which models based on Eulerian/Lagrangian Spray Atomization (ELSA) concept are detailed and demonstrated in the framework of the opensource libray OpenFOAM, which will be detailed in the second part of this presentation with various possible applications.*

## **Modélisation des transferts thermiques turbulents. Stratégie de développement dans Code\_Saturne**

RÉMI MANCEAU — UNIVERSITÉ DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR, LMAP UMR 5142

*Code\_Saturne est un logiciel de CFD open-source développé par EDF pour reproduire les écoulements turbulents anisothermes dans tous les régimes de convection. La présentation mettra en avant la stratégie à long terme mise en œuvre depuis plus de 10 ans pour améliorer la modélisation des transferts thermiques turbulents, au travers de la collaboration suivie entre EDF et le laboratoire de mathématiques de Pau. De nombreux exemples montreront les progrès notables réalisés grâce à la prise en compte des phénomènes physiques pilotant en particulier les interactions turbulence-paroi et turbulence-flottabilité.*

## **Simulation numérique d'écoulements fortement anisothermes et/ou diphasiques**

ADRIEN TOUTAN — PROMES-CNRS UPR 8521

*Cette présentation décrira des méthodes numériques originales afin de simuler précisément des écoulements fortement anisothermes et/ou diphasiques. On abordera en particulier la modélisation de type simulation des grandes échelles, les algorithmes de résolution et les schémas de discrétisation. Les méthodes présentées sont disponibles dans le logiciel open source TrioCFD.*





# Prix Biot-Fourier

Sept contributions ont été présélectionnées pour le Prix Biot-Fourier. Les auteurs présenteront leurs travaux à l'occasion de deux sessions orales.

Le Prix Biot-Fourier sera attribué en fonction des rapports d'expertise et de la qualité des présentations orales.

---

## **Étude expérimentale et numérique du refroidissement de paroi par transpiration au travers d'un matériau poreux**

Philippe Reulet<sup>1,\*</sup>, Olivier Léon<sup>1</sup>, Emmanuel Laroche<sup>1</sup>

(\* Auteur correspondant : [philippe.reulet@onera.fr](mailto:philippe.reulet@onera.fr))

<sup>1</sup> ONERA/DMPE Université de Toulouse

**Mots clé :** paroi poreuse, efficacité de refroidissement, transpiration, thermographie infrarouge, vélocimétrie laser, simulation numérique

(Cf. page [63](#))

---

## **Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux**

Samy Ramdane<sup>1,\*</sup>, Eric Chénier<sup>1</sup>, Xavier Nicolas<sup>2</sup>

(\* Auteur correspondant : [samy.ramdane@u-pem.fr](mailto:samy.ramdane@u-pem.fr))

<sup>1</sup> Université Paris Est Marne-la-Vallée, Laboratoire MSME UMR 8208 CNRS

<sup>2</sup> Paris Est Marne-la-Vallée, Laboratoire MSME UMR 8208 CNRS

**Mots clé :** micro échelle, écoulement glissant et compressible, dissipation visqueuse, travail de la pression

(Cf. page [216](#))

---

## **Réduction d'un problème thermique par sous-structuration modale sur des maillages non-conformes**

Sébastien Grosjean<sup>1,\*</sup>, Frédéric Joly<sup>1</sup>, Karine Vera<sup>2</sup>, Alain Neveu<sup>1</sup>

(\* Auteur correspondant : [s.grosjean@iut.univ-evry.fr](mailto:s.grosjean@iut.univ-evry.fr))

<sup>1</sup> Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Évry

<sup>2</sup> Thales Communication & Security

**Mots clé :** modèles réduits, méthode modale, méthode des joints.

(Cf. page [293](#))

---

## **Modélisation de l'Interaction Chimie-Turbulence pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diluée**

Marie Cordier<sup>1,\*</sup>, Pierre Bénard<sup>2</sup>, Paul Lybaert<sup>1</sup>, Laurent Bricteux<sup>1</sup>

(\* Auteur correspondant : [marie.cordier@umons.ac.be](mailto:marie.cordier@umons.ac.be))

<sup>1</sup> UMONS

<sup>2</sup> CORIA

**Mots clé** : Simulation aux grandes échelles, Combustion diluée, Interaction Chimie-Turbulence, Partially Stirred Reactor, Delft Jet-in-Hot-Coflow, Jet-in-Hot-Coflow.

(Cf. page [325](#))

---

## **Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousse céramique SiC par méthode Flash**

Morgan Sans<sup>1,\*</sup>, Gilles Parent<sup>1</sup>, Vincent Schick<sup>1</sup>

(\* Auteur correspondant : [morgan.laurent-sans@univ-lorraine.fr](mailto:morgan.laurent-sans@univ-lorraine.fr))

<sup>1</sup> LEMTA (Université de Lorraine)

**Mots clé** : Couplage Conduction Rayonnement, Méthode de Monte-Carlo, Caractérisation Méthode Flash

(Cf. page [552](#))

---

## **Mesure de thermo-transmittance de matériaux homogènes dans le domaine TéraHertz : application au PVC et au Téflon**

Mohamed Bensalem<sup>1,\*</sup>, Alain Sommier<sup>1</sup>, Jean-Christophe Mindeguia<sup>2</sup>, Jean-Christophe Batsale<sup>1</sup>, Christophe Pradere<sup>1</sup>

(\* Auteur correspondant : [mohamed.bensalem@u-bordeaux.fr](mailto:mohamed.bensalem@u-bordeaux.fr))

<sup>1</sup> I2M, UMR CNRS 5295, Esplanade des Arts & Métiers, 33405 Talence, France

<sup>2</sup> Université de Bordeaux, UMR CNRS 5295 – I2M, Talence, France

**Mots clé** : TéraHertz, thermotransmittance, température, matériau homogène

(Cf. page [592](#))

---

## **Evaporateur à alimentation hybride pour boucle de refroidissement fluide**

Alexandre Marie<sup>1,\*</sup>, Pascal Lavielle<sup>2</sup>, Marc Miscovic<sup>2</sup>, Laurent Lachassagne<sup>3</sup>, Vincent Dupont<sup>3</sup>

(\* Auteur correspondant : [alexandre.marie@laplace.univ-tlse.fr](mailto:alexandre.marie@laplace.univ-tlse.fr))

<sup>1</sup> 1. LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, France; 2. IRT St Exupéry, Toulouse, France

<sup>2</sup> LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, France

<sup>3</sup> IRT St Exupéry, Toulouse, France

**Mots clé** : Evaporateur compact; Pompe capillaire; Intensification des transferts; Milieu poreux; Etude expérimentale

(Cf. page [720](#))

---

# Table des matières

<b>I Prolégomènes</b>	<b>iii</b>
<i>Parrainage</i>	v
<i>Comité d'organisation du congrès 2018</i>	vii
<i>Liste des relecteurs</i>	ix
<i>Le mot du comité d'organisation</i>	xi
<i>Programme</i>	xiii
<i>Prix Biot-Fourier</i>	xix
 <b>II Textes complets</b>	 <b>1</b>
<b>1 Conduction, thermocinétique</b>	<b>3</b>
<i>Analyse aérothermique de la rentrée atmosphérique de l'Intermediate eXperimental Vehicle (IXV) . . . . .</i>	4
<i>Estimation directe de propriétés thermophysiques de matériaux orthotropes . . . . .</i>	13
<i>Effet de la trempe libre sur les propriétés mécaniques, thermophysiques et thermomécaniques de L'ABS . . . . .</i>	21
 <b>2 Convection naturelle, mixte et forcée</b>	 <b>29</b>
<i>Étude expérimentale et numérique du comportement thermique d'une batterie Lithium-ion . . . . .</i>	30
<i>Étude numérique de la Convection à double diffusion d'un fluide pseudoplastique dans une cavité partiellement chauffée . . . . .</i>	38
<i>Modélisation du Transfert Thermique par Convection Naturelle Laminaire dans une Enceinte de Chauffe-Eau Solaire . . . . .</i>	46
<i>Analytical and numerical solution for MHD mixed convection in a two sided lid-driven rectangular cavity . . . . .</i>	54
<i>Étude expérimentale et numérique du refroidissement de paroi par transpiration au travers d'un matériau poreux . . . . .</i>	63
<i>Analyse de différents modèles de simulation des grandes échelles pour les écoulements turbulents fortement anisothermes . . . . .</i>	71
<i>Heat convection in a non newtonian fluid . . . . .</i>	79
<i>Modélisation par fluide équivalent des écoulements diphasiques dans les récepteurs solaires verticaux à suspension dense de particules. . . . .</i>	87
<i>Modélisation thermique de la température de câbles chauffants. . . . .</i>	95
 <b>3 Rayonnement</b>	 <b>103</b>
<i>Modélisation du comportement réfléchissant de surfaces rugueuses métalliques : détermination de la réflectivité bidirectionnelle . . . . .</i>	104

Étude numérique de panaches thermiques en présence d'un couplage radiation-convection	112
Prédiction de la mesure de température de surface par thermographie infrarouge dans un environnement tout métallique : application à la machine de fusion WEST	120
<b>4 Transferts en milieux polyphasiques</b>	<b>129</b>
Influence des paramètres de modélisation sur la simulation numérique d'un module de stockage thermique par chaleur latente avec ailettes circulaires	130
Caractérisation des écoulements diphasiques à saturation par techniques de fluorescence et de phosphorescence : un état de l'art	138
Étude numérique d'un cycle complet fusion-solidification pour un matériau à changement de phase	146
<b>5 Transferts en milieux poreux</b>	<b>155</b>
Formation de l'eau liquide dans les couches de diffusion des piles à combustible de type PEMFC.	156
Modélisation d'écoulements en milieu poreux : modèle pour l'étude de l'influence de l'écoulement sur le stockage de chaleur par thermocline.	164
Études numérique et expérimentale des propriétés effectives de transferts thermique et de masse des mousses céramiques à pores ouverts	172
<b>6 Couplages multiphysiques</b>	<b>181</b>
Modélisation et simulation de l'encrassement d'un échangeur de chaleur par cristallisation hétérogène de barytine	182
Séparation des espèces d'un fluide binaire en milieu poreux avec prise en compte des caractéristiques des parois de la cavité.	190
<b>7 Micro et nano thermique</b>	<b>199</b>
Résistance thermique d'interface entre nano-couches diélectriques	200
Étude de la transition laminaire-turbulent dans un écoulement de nanofluides en conduite	208
Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux	216
<b>8 Hautes températures et hauts flux</b>	<b>225</b>
Mesure de température de contact lors d'une opération de soudage par point	226
Influence de la géométrie sur les transferts couplés dans un récepteur volumique solaire à haute température	234
<b>9 Systèmes énergétiques, procédés thermiques, combustion</b>	<b>243</b>
Étude paramétrique de l'occurrence de la micro-explosion de gouttes d'emulsions d'eau dans l'huile	245
Matériaux de stockage thermocline : de la sélection d'un couple huile-solide au modèle de stockage	253
Étude expérimentale d'un ORC compact pour la conversion de chaleur basse température en électricité	261
Étude de trois lois de commande des soupapes du cylindre de détente d'un moteur à air chaud et conception d'un prototype à pistons liquides	269
Refroidissement passif de centres de données par une boucle thermosiphon	277
Caractérisation transitoire d'un échangeur de chaleur à tubes et calandre par identification de ses fonctions de transfert	285
Réduction d'un problème thermique par sous-structuration modale sur des maillages non-conformes	293
Mesure des irréversibilités d'un stockage thermique par chaleur latente durant les cycles de charge et de décharge.	301

Modélisation thermodynamique d'un moteur Ericsson en cycle ouvert. . . . .	309
Étude d'un ballon de stockage thermique – Du modèle multiphysique 3D vers un modèle adapté aux simulations énergétiques du bâtiment . . . . .	317
Modélisation de l'Interaction Chimie-Turbulence pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diluée . . . . .	325
Calcul de la haute pression optimale d'un système frigorifique au CO <sub>2</sub> à travers une modélisation système : application à un cycle transcritique biétagé avec injection de vapeur et refroidissement intermédiaire . . . . .	333
Analyse numérique des mécanismes de fusion et de densification dans le procédé de frittage laser des poudres polymères . . . . .	341
Simulation thermique de dépôts successifs de fil d'Aluminium avec le procédé de soudage à l'arc avec fil fusible en mode « transfert du métal à froid ». . . . .	349
Optimisation exergetique de la production d'électricité et de la distribution de chaleur d'une centrale de cogénération . . . . .	357
Étude de l'influence des aspects thermiques sur la consommation et l'efficacité énergétique des serveurs . . . . .	365
Modélisation dynamique d'un réseau de chaleur à débits variables . . . . .	373
Modélisation transitoire des échanges thermiques et massiques dans un meuble réfrigéré, ventilé et chargé de denrées . . . . .	381
Modélisation du refroidissement d'éléments chauffants par ébullition en convection libre dans un fluide diélectrique . . . . .	389
Détermination numérique de propriétés morphologiques et de propriétés de transport de copeaux de bois pour la modélisation de la pyrolyse basse température . . . . .	397
Étude d'un cycle combiné ORC-Rankine . . . . .	405
Stockage instantané d'énergie photovoltaïque par air comprimé (Compressed Air Energy Storage : CAES) : modélisation, analyse de sensibilité et optimisation des principaux composants du système. . . . .	413
État de l'art de la modélisation de l'évaporation de l'eau des piscines et comparaison expérimentale . . . . .	421
Étude du comportement d'un désorbeur à plaques compact . . . . .	429
Étude d'un moteur Stirling pour une application de véhicule hybride . . . . .	437
Protocole de vieillissement accéléré pour application solaire . . . . .	445
Intégration dynamique d'un stockage de type thermocline dans une centrale électro solaire . . . . .	452
Modélisation thermodynamique du stockage d'énergie par air comprimé . . . . .	461
Analyse comparative de cycles hybrides innovants impliquant des procédés à sorption, pour le stockage d'énergie thermique, la production de froid et/ou de travail mécanique . . . . .	469
Développements récents sur la modélisation des échangeurs géothermiques horizontaux.	477
Modélisation et simulation dynamique de l'intégration de chaleur solaire à un procédé industriel réunionnais . . . . .	485
<b>10 Contacts et interfaces</b>	<b>493</b>
Simulation numérique directe du transfert de chaleur autour d'une goutte . . . . .	494
Étude expérimentale et numérique de la solidification d'un MCP . . . . .	503
Étude de la thermique du surmoulage d'un insert composite par une résine thermoplastique en conditions industrielles . . . . .	511
<b>11 Métrologie – Identification</b>	<b>519</b>
Une adaptation de la méthode des sollicitations thermiques modulées pour réduire le temps d'inspection d'un matériau et en révéler les défauts . . . . .	520

Résolution de problèmes conducto-radiatif instationnaire en 2D axisymétrique pour l'identification de propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents . . .	528
Identification de fonctions de transfert pour un four de brasage sous vide et sa charge	536
Développement d'un dispositif expérimental pour l'estimation de propriétés physiques de métaux et d'alliages autour du point de fusion par lévitation aérodynamique	544
Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousse céramique SiC par méthode Flash . . . . .	552
Étude d'une méthode de caractérisation thermique de couches minces par technique opto-électro-thermique sur données synthétiques . . . . .	560
Estimation de la viscosité d'un polymère en écoulement à l'aide d'un modèle réduit	568
Mesure et analyse de la résistance d'assemblage de plaques composites . . . . .	576
Mesure de tension de surface de métaux liquides par la méthode de la goutte sessile	584
Mesure de thermo-transmittance de matériaux homogènes dans le domaine TéraHertz : application au PVC et au Téflon . . . . .	592
Caractérisation de gouttes surfondues par fluorescence induite par laser - température et fraction de glace . . . . .	600
Caractérisation et comportement thermique de polymères contenant un matériau à changement de phase. . . . .	608
Méthode inverse pour la détermination expérimentale des propriétés thermophysiques des matériaux à changement de phase . . . . .	616
Identification des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire . . . . .	624
Contribution à l'estimation locale d'effusivité thermique par thermographie infrarouge stimulée . . . . .	632
Impact des mécanismes de transferts de masse et de chaleur lors de la cuisson d'un produit céréalier . . . . .	639
<b>12 Contrôle et intensification des transferts</b>	<b>647</b>
CFD study of the convective heat transfer in a swirling flow for several flow regimes . . .	648
Optimisation de forme multiobjectif d'un échangeur à plaque : approche multiéchelle	656
Simulation numérique du transfert convectif dans un écoulement viscoélastique . . . .	664
Modification d'un écoulement de convection naturelle par perturbation thermique localisée – une étude numérique . . . . .	672
Faisabilité d'intégration de caloducs afin d'homogénéiser les températures de pièces surfaciques d'aéronef . . . . .	680
Étude d'une loi de commande optimale pour le contrôle en température d'une structure de route solaire hybride . . . . .	688
Étude de l'ablation d'une surface solide par un jet chaud . . . . .	696
Caractérisation expérimentale de la dynamique d'un jet pulsé de type DCJ couplé aux échanges thermiques : intensification des transferts de chaleur par convection . . .	704
Étude du comportement d'un évaporateur adiabatique à films tombants entre grilles	712
Évaporateur à alimentation hybride pour boucle de refroidissement fluide . . . . .	720
Étude du comportement d'un désorbeur à plaques compact . . . . .	728
<b>13 Thermique de l'habitat</b>	<b>737</b>
Méthode de mur 1D équivalent : application à des géométries 2D et 3D à 2 ou 3 zones de température – impact sur la performance énergétique d'un bâtiment. . . . .	739
Dispositif innovant de production d'eau chaude solaire destiné à l'habitat individuel et collectif . . . . .	747
Dynamic Simulation of a district cooling system using 2D orthogonal Collocation . . .	754
Évaluation expérimentale d'une stratégie domotique de pilotage des éléments mobiles : vers un contrôle semi-passif simple du confort d'été en BEPos . . . . .	762



Modélisation dynamique d'un bâtiment intégrant des techniques passives sous le climat chaud de Marrakech, Maroc . . . . .	770
Étude expérimentale et analyse adimensionnelle du changement de phase interne dans un échangeur air-MCP à contenants tubulaires verticaux : définition et caractérisation thermo-physique d'un matériau de stockage solide homogène équivalent . . . . .	778
Prédiction avancée de quantités d'intérêt en thermique du bâtiment par couplage mesures/modèle. . . . .	786
Évaluation des performances d'une toiture végétalisée sur le confort thermique et le microclimat . . . . .	793
Étude paramétrique d'une fenêtre pariéto-dynamique intégrant un vitrage chauffant . . . . .	801
Comportement thermique et dynamique de l'écoulement d'air à l'intérieur des cavités ventilées. . . . .	809
Caractérisation thermique de matériaux in-situ par utilisation de modèles réduits modaux . . . . .	817
Étude de sensibilité de différentes méthodes de séparation pour l'évaluation simultanée de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale . . . . .	825
Refroidissement d'une baie informatique par freecooling au sein d'un bâtiment exothermique . . . . .	833
Modélisation multi-échelle du comportement thermomécanique des composites contenant des matériaux à changement de phase . . . . .	841
Étude de la porosité par méthode thermique . . . . .	849
Utilisation d'une température de consigne variable selon un modèle de confort adaptatif pour réduire la charge de climatisation d'un bâtiment résidentiel à Marrakech (Maroc) . . . . .	857
Analyse de sensibilité d'un modèle validé de puits canadien et étude de son potentiel de rafraîchissement et de préchauffage pour la ville d'Oujda (Maroc) . . . . .	865
Impact de la stratification externe sur les champs cinématique et thermique au sein d'un canal vertical asymétriquement chauffé . . . . .	873
Étude expérimentale et numérique d'un mur solaire composite intégrant une paroi stockeuse en mortier ciment et MCP micro-encapsulé . . . . .	881
Un évaporateur PV/T hybride au CO <sub>2</sub> : une étude numérique . . . . .	889
Impact énergétique d'un couplage de procédés - adsorption-photocatalyse - pour traiter l'air intérieur . . . . .	897
Un évaporateur PV/T hybride au CO <sub>2</sub> : une étude expérimentale . . . . .	903
A multi period optimization of the configuration and the design of a district heating network . . . . .	911
Modélisation thermique d'une serre en milieu circumpolaire : étude initiale . . . . .	919
Performances des systèmes passifs de rafraîchissement dans les bâtiments traditionnels et modernes en climat semi-aride. . . . .	927
Mesure de la résistance thermique de parois à l'aide d'une chambre thermique gardée . . . . .	935
Étude expérimentale des conditions de génération directe de vapeur d'un micro-générateur à l'aide d'un concentrateur cylindro-parabolique . . . . .	943
<b>14 Biothermique, environnement</b> . . . . .	<b>951</b>
Transferts de chaleur et condensation au sein d'un échangeur air-sol : modélisations numériques 2D/3D validées par des relevés expérimentaux . . . . .	952
Prédiction des transferts et de la croissance microbienne lors du transport de carcasses de porcs. . . . .	960
Étude du comportement transitoire d'un Cycle Organique de Rankine appliqué à l'Énergie Thermique des Mers . . . . .	968
Comparaison de systèmes de chauffage électrique : une étude expérimentale . . . . .	976

<b><i>III Annexes</i></b>	<b>985</b>
<i>Liste de auteurs</i>	<b>987</b>
<i>Sponsors et Exposants</i>	<b>992</b>



Deuxième partie  
Textes complets



# Thème 1

## Conduction, thermocinétique

### Contents

---

Analyse aérothermique de la rentrée atmosphérique de l'Intermediate eXperimental Vehicle (IXV) . . . . .	4
Estimation directe de propriétés thermophysiques de matériaux orthotropes . . . . .	13
Effet de la trempe libre sur les propriétés mécaniques, thermophysiques et thermomécaniques de L'ABS . . . . .	21

---



# Analyse aérothermique de la rentrée atmosphérique de l'Intermédiaire eXperimental Vehicle (IXV)

Loïc VAN GHELE<sup>1\*</sup>, Philippe REULET<sup>1</sup>, Jean-Luc VERANT<sup>1</sup>, Pierre MILLAN<sup>1</sup>,  
Jean-Luc BATTAGLIA<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ONERA - The French Aerospace Lab

BP74025 - 2 avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse Cedex 4

<sup>2</sup> Laboratoire I2M, UMR CNRS 5295

Site ENSAM, 351 Cours de la Libération, 33405 TALENCE Cedex, FRANCE

\* (auteur correspondant : loic.van-ghele@onera.fr)

**Résumé** - L'Intermédiaire eXperimental Vehicle (IXV) est le premier véhicule automatique européen à avoir réalisé une rentrée atmosphérique sur une trajectoire planante. Cet article présente une estimation par méthode inverse des transferts de chaleur à la surface de l'IXV à partir de mesures de température réalisées à l'intérieur de ses protections thermiques. Un intervalle de confiance des résultats a été calculé par une étude de sensibilité basée sur la méthode de Monte-Carlo. Les niveaux de flux de chaleur au point d'arrêt, estimés par méthode inverse, sont bien inférieurs à ceux des flux estimés pendant la phase de conception de l'IXV. Cet écart peut en partie être expliqué par l'hypothèse de catalycité totale de la paroi de l'IXV dans les outils de prévision, alors que dans la réalité la paroi était faiblement catalytique.

## Nomenclature

$T$	température, K	<i>Symboles grecs</i>	
$Y$	mesure de température, K	$\Omega$	un solide quelconque
$t$	temps, $s$	$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$
$q$	flux de chaleur, $W.m^{-2}$	$\epsilon$	émissivité
$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$	<i>Indices et exposants</i>	
$k$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$cv$	convection
$c$	capacité thermique massique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$r$	rayonnement
$h$	coefficient de transfert thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$N_{mes}$	nombre de températures mesurées
$S$	coefficient de la matrice de sensibilité	$N_{est}$	nombre de températures estimées
<i>Repère</i>		$N_F$	nombre de pas de temps futurs
$x, y, z$	coordonnées cartésiennes, m	$l$	indice ligne de la matrice de sensibilité
		$k$	indice colonne de la matrice de sensibilité

## 1. Introduction

La rentrée atmosphérique d'un véhicule ou d'un objet depuis l'espace est une succession d'événements complexes marqués par une importante variation des principales grandeurs physiques de l'écoulement. Dans ces conditions l'estimation des transferts de chaleur à la surface d'un véhicule de rentrée est un réel défi [1] [2] [3]. Le 11 février 2015, pour acquérir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu, l'Agence Spatiale Européenne a envoyé un véhicule automatique sur une trajectoire suborbitale afin de recréer les conditions d'une rentrée atmosphérique sur une trajectoire planante depuis l'orbite basse terrestre. Ce véhicule était l'Intermédiaire eXperimental Vehicle (IXV), il a permis de tester et valider des technologies critiques, dont les protections thermiques.

Le but de la présente étude est l'estimation des niveaux de flux de chaleur au nez et à l'intrados de l'IXV à partir de mesures de température dans ses protections thermiques. C'est un

problème dit "inverse", dont plusieurs méthodes de résolution ont déjà été développées pour différentes études [4] [5]. Cet article présente dans un premier temps comment les méthodes de résolution inverse ont été adaptées au cas de l'IXV. Dans un deuxième temps les résultats obtenus par méthode inverse sont comparés aux résultats des simulations réalisées avant le vol.

## 2. Formulation du problème inverse

### 2.1. Les équations fondamentales

Soit  $\Omega$  un solide soumis à un flux de chaleur connu. Pendant ce transfert de chaleur le solide  $\Omega$  ne contient pas de source interne de chaleur, ne présente aucun changement de phase et ses propriétés thermiques dépendent de sa température. Son champ de température  $T(x, y, z, t)$  doit alors vérifier l'équation non linéaire de la chaleur :

$$c(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{K}\nabla T) \quad (1)$$

Avec  $c$  la capacité thermique massique,  $\rho$  la masse volumique,  $t$  le temps et  $\mathbf{K}$  la matrice de la conductivité thermique :

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} k_x(T) & 0 & 0 \\ 0 & k_y(T) & 0 \\ 0 & 0 & k_z(T) \end{bmatrix} \quad (2)$$

La condition initiale est :

$$T(x, y, z, t_0) = T_0, \quad (x, y, z) \in \Omega \quad (3)$$

La condition aux limites  $\partial\Omega$  du solide s'écrit sous la forme suivante :

$$(\mathbf{K}\nabla T(x, y, z, t)) \cdot \mathbf{n} = \underbrace{h(T_{cv} - T_\Omega)}_{\text{convection}} + \underbrace{\sigma\varepsilon(T_r^4 - T_\Omega^4)}_{\text{flux de chaleur radiatif}} + \underbrace{q(x, y, z, t)}_{\text{flux de chaleur spécifié}} \quad (4)$$

Avec  $\mathbf{n}$  un vecteur normal à la surface étudiée  $\partial\Omega$ ,  $h$  un coefficient de transfert thermique,  $T_{cv}$  la température de l'environnement extérieur pour les échanges convectifs,  $T_\Omega$  la température de la surface  $\partial\Omega$ ,  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann,  $\varepsilon$  l'émissivité de la surface  $\partial\Omega$  et  $T_r$  la température de l'environnement extérieur pour les échanges radiatifs. Le flux de chaleur spécifié  $q$  représente tout transfert de chaleur qui ne dépend pas de la température de surface.

Ce problème multi-dimensionnel de conduction de la chaleur est résolu par un algorithme basé sur la méthode des volumes finis appliquée aux domaines parallélépipédiques avec un maillage cartésien. Cet algorithme a été validé lors de précédents travaux à l'ONERA [5].

### 2.2. Résolution inverse par la méthode des moindres carrés

Dans le problème direct de conduction de la chaleur, les conditions initiales et aux limites sont données. Le but du problème est alors de déterminer le champ de température au sein de l'objet considéré. Pour le problème inverse de conduction de la chaleur la situation est inversée. Une partie des conditions aux limites est inconnue et l'objectif est de les reconstruire à l'aide de données complémentaires : des mesures de température pendant la période de temps étudiée. Contrairement au problème direct de conduction de la chaleur qui est maîtrisé, la résolution du problème inverse reste encore laborieuse car c'est un problème mal posé (le problème n'a pas

une solution unique) et mal conditionné (une faible perturbation dans les données d'entrée, comme le bruit des mesures, génère d'importantes erreurs dans les données de sortie). Par ailleurs le problème considéré au cours de cette étude est non linéaire puisque les propriétés thermiques des matériaux dépendent de leur température. Une manière de résoudre ce problème inverse est de le formuler avec un critère des moindres carrés à minimiser avec une approche séquentielle (résolution pas de temps par pas de temps) [5]. Au temps  $n$  le critère s'écrit :

$$R = \sum_{i=1}^{N_{mes}} (Y_i^n - T_i^n(q_1^n, q_2^n, \dots, q_{N_{est}}^n))^2 \quad (5)$$

Avec  $N_{mes}$  le nombre de points de mesures de température (à ne pas confondre avec le nombre de mesures dans le temps),  $N_{est}$  le nombre de flux de chaleur à estimer (le problème inverse ne peut être résolu que si  $N_{mes} \geq N_{est}$ ),  $Y_i$  la température mesurée à la position  $i$  et  $T_i(q_1, q_2, \dots, q_{N_{est}})$  la température calculée à la même position  $i$  à l'aide des flux de chaleur  $q$  estimés aux  $N_{est}$  positions. L'exposant  $n$  indique que les valeurs sont prises au temps  $n$ , il n'est pas une puissance. Cette méthode repose sur l'hypothèse qu'une bonne estimation du champ de température implique une bonne estimation des flux de chaleur. Par conséquent dans l'équation 5, minimiser  $R$  en réduisant l'écart entre les températures mesurées ( $Y_i$ ) et estimées ( $T_i$ ) revient à estimer des flux de chaleur ( $q_1, q_2, \dots, q_{N_{est}}$ ) représentatifs de la réalité.

Afin de palier à l'instabilité de la résolution due au mauvais conditionnement du problème, la méthode de régularisation de Beck [4] [5] est utilisée. Le principe de cette régularisation est d'appliquer le critère des moindres carrés non plus sur un seul pas de temps, mais sur  $N_F$  pas de temps futurs pendant lesquels un flux de chaleur constant est recherché. D'un point de vue physique, la notion de pas de temps futurs permet de prendre en compte le temps de diffusion de l'information entre le point d'excitation et le point de mesure. De plus, le problème peut être réécrit différemment pour en faciliter la résolution. Le problème de base est la recherche de l'ensemble des flux de chaleur qui minimisent le critère des moindres carrés. Ce problème est équivalent à la recherche de l'ensemble des flux de chaleur qui annulent la dérivée du critère des moindres carrés par rapport aux flux de chaleur. Pour chaque dérivée partielle, la nouvelle formulation du problème au temps  $n$  pour l'estimation du flux de chaleur au temps  $n + 1$  est :

$$\forall k, \quad \frac{\partial R}{\partial q_k^{n+1}} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} \sum_{j=1}^{N_F} \frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_k^{n+1}} (Y_i^{n+j} - T_i^{n+j}(q_1^{n+1}, q_2^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1})) = 0 \quad (6)$$

L'introduction du développement limité à l'ordre 1 de l'estimation de la température au temps  $n + 1$  à partir des données au temps  $n$  permet de réécrire la version finale du problème inverse :

$$\begin{bmatrix} q_1^{n+1} - q_1^n \\ \vdots \\ q_{N_{est}}^{n+1} - q_{N_{est}}^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S'_{11} & \cdot & \cdot & S'_{1N_{est}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ S'_{N_{est}1} & \cdot & \cdot & S'_{N_{est}N_{est}} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} D_1 \\ \vdots \\ D_{est} \end{bmatrix} \quad \text{avec } S'_{lk} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} \sum_{j=1}^{N_F} (S_{T_i, q_l^{n+1}}^{n+j} \cdot S_{T_i, q_k^{n+1}}^{n+j}) \quad (7)$$

$$\text{où } S_{T_i, q_k^{n+1}}^{n+j} = \frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_k^{n+1}} \quad \text{et} \quad D_l = \sum_{i=1}^{N_{mes}} \sum_{j=1}^{N_F} (Y_i^{n+j} - T_i^{n+j}(q_1^n, q_2^n, \dots, q_{N_{est}}^n)) \cdot S_{T_i, q_l^{n+1}}^{n+j}$$

L'équation 7 permet d'estimer le flux de chaleur au temps  $n + 1$  à partir des mesures de température comprises entre les temps  $n + 1$  et  $n + N_F$  et les flux de chaleur estimés au temps  $n$ . Les coefficients de la matrice de sensibilité,  $S'_{lk}$ , sont calculés à l'aide de l'algorithme de la méthode directe évoquée dans la partie 2.1. Les propriétés thermiques du solide sont recalculées à chaque pas de temps afin de prendre en compte le caractère non-linéaire du problème. Cela implique de refaire le calcul des coefficients  $S'_{lk}$  à chaque pas de temps.

### 3. Application à l'IXV

#### 3.1. Présentation de l'IXV

L'intégrité structurelle du nez et de l'intrados de l'IXV a été assurée par des panneaux de C/SiC, un composite à matrice céramique faiblement catalytique. La protection thermique a été assurée par plusieurs couches de matériaux isolants placées derrière les panneaux de C/SiC. Pour les conditions de vol rencontrées, aucune réaction chimique connue n'a engendré une ablation non négligeable ou un changement de phase du C/SiC [6]. Les protections thermiques de l'IXV sont donc considérées non ablatives et sans changement de phase pour cette étude. Pendant le vol, les mesures de température ont été réalisées par 94 thermocouples de type S placés entre les panneaux de C/SiC et les couches d'isolant. Même si les données de tous les thermocouples ont été traitées, cette étude se concentre sur les mesures de température de trois thermocouples placés sur l'axe central de l'IXV : NT4 au point d'arrêt, WT36 au milieu de l'intrados et WT68 près des gouvernes. La figure 1 illustre le cas du thermocouple NT4 placé dans le nez et la figure 2 illustre le cas des thermocouples WT36 et WT68 placés dans l'intrados. Les températures relevées et la position des thermocouples sont respectivement représentées dans les figures 3 et 4. Les données de l'IXV ont été enregistrées de 3914 s (vitesse : 7438 m.s<sup>-1</sup>, altitude : 117,8 km) à 5114 s (vitesse : 452 m.s<sup>-1</sup>, altitude : 25,5 km) après le décollage.

Pour établir le type de modèle (3D, 2D, ou 1D) lors des simulations, une étude du nombre de Fourier dans la couche de C/SiC est menée. Comme ce composite est orthotrope, deux directions sont analysées : la direction normale à la paroi (basée sur la distance entre les thermocouples et la surface extérieure), et la distance parallèle à la paroi (basée sur la distance moyenne entre chaque thermocouple). Dans un premier temps, le nombre de Fourier a été calculé pour la durée entre chaque mesure (1 s). Comme le nombre de Fourier dans la direction parallèle à la surface (ordre de grandeur 10<sup>-3</sup>) est négligeable par rapport au nombre de Fourier dans la direction normale à la surface (ordre de grandeur 10<sup>-1</sup>), un modèle 1D semble approprié pour la suite de l'étude. De plus, le nombre de Fourier dans la direction parallèle à la surface basé sur le temps total de la rentrée atmosphérique (1200 s) est inférieur à 0,5. Ces résultats montrent que traiter chaque thermocouple de manière indépendante par une approche 1D donnera des résultats représentatifs de la réalité.

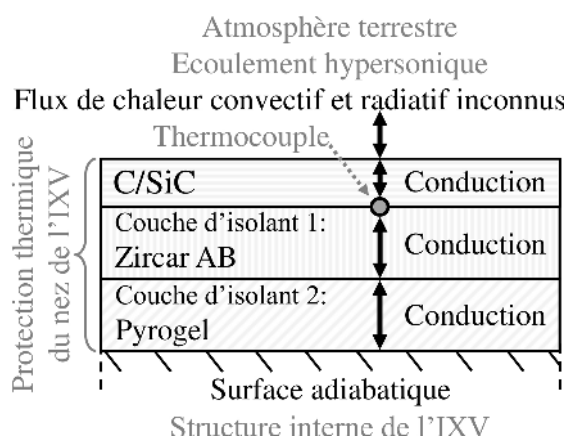


Figure 1 : Problème 1D de la conduction de la chaleur dans les protections thermiques du nez de l'IXV (thermocouple NT4)

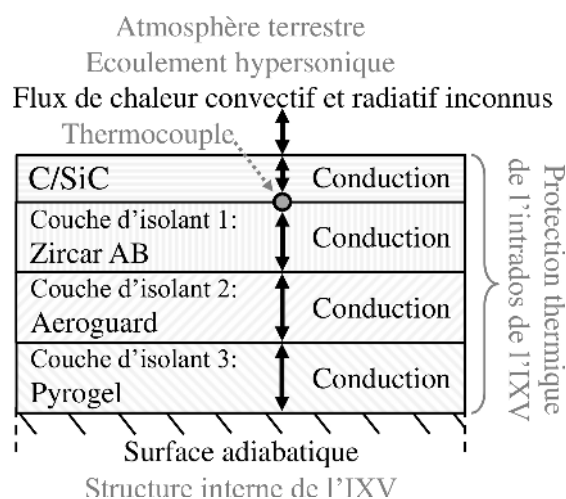


Figure 2 : Problème 1D de la conduction de la chaleur dans les protections thermiques de l'intrados de l'IXV (thermocouples WT36 et WT68)



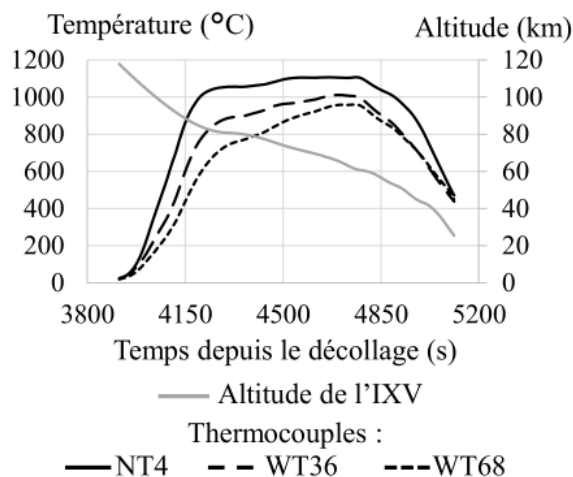


Figure 3 : Altitude de l'IXV et mesures de température des thermocouples NT4 (nez), WT36 (intrados) et WT68 (intrados)

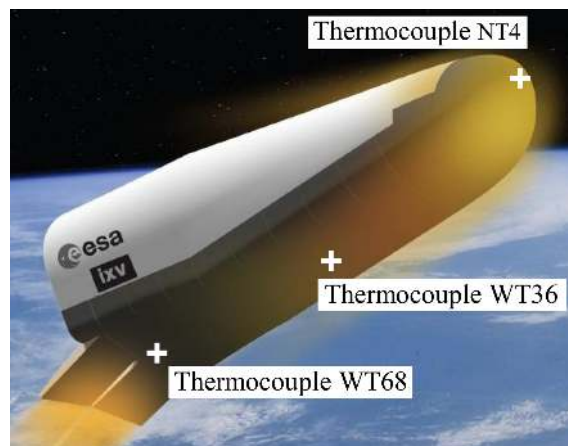


Figure 4 : Emplacement des thermocouples NT4, WT36 et WT68 de l'IXV (Crédit : Agence Spatiale Européenne [7])

### 3.2. Traitement des mesures par méthode inverse

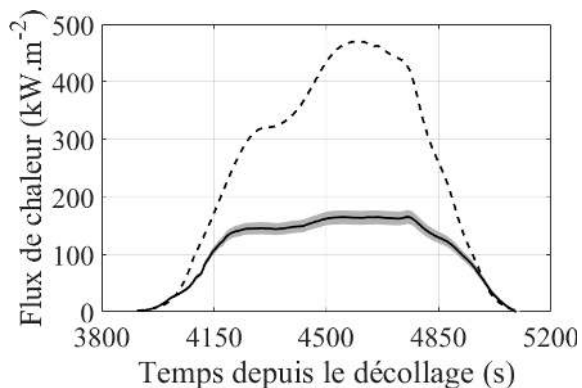
Le problème inverse de conduction de la chaleur est résolu à l'aide de la méthode décrite dans la partie 2.2 et des propriétés des protections thermiques communiquées par ArianeGroup, l'entreprise qui a conçu les protections thermiques du nez et de l'intrados. L'ordre de grandeur des propriétés thermiques utilisées est résumé dans la table 1. Pour des raisons de confidentialité, des données plus précises ne seront pas fournies. Les résistances thermiques de contact entre chaque couche de protection sont considérées négligeables par rapport aux résistances thermiques des couches d'isolant. Les estimations des flux de chaleur incidents à partir des données des thermocouples NT4, WT36 et WT68 sont présentées dans la figure 5 et le tableau 2.

Lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, deux sources d'échange de chaleur sont prédominantes sur toutes les autres : la convection (flux de chaleur incident) et le refroidissement radiatif. Par conséquent, ces deux sources d'échange permettent d'expliquer à elles seules l'évolution des flux de chaleur pendant la rentrée. L'évolution du flux de chaleur au point d'arrêt, étude de NT4, peut être découpée en trois phases. Il y a d'abord une phase d'augmentation du flux de chaleur incident, qui va du début de la rentrée atmosphérique jusqu'à environ 4200 s. Elle s'explique par l'entrée progressive de l'IXV dans l'atmosphère terrestre, ce qui induit l'apparition puis l'augmentation du flux de chaleur convectif. A partir de 4200 s commence une phase de stagnation du flux incident. Le flux de chaleur convectif se

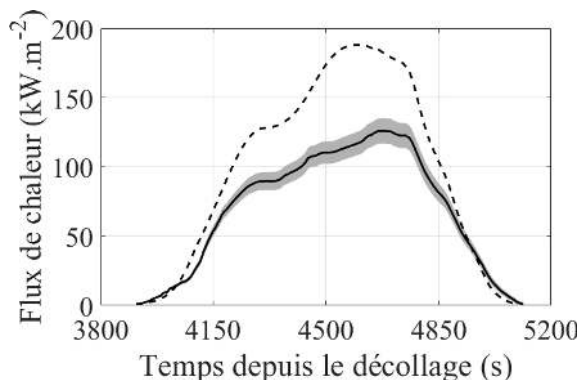
Propriétés	C/SiC	Zircar AB	Aeroguard	Pyrogel	Incertitude ( $3\sigma$ )
Épaisseur - nez (mm)	1,7	100	/	15	10 %
Épaisseur - corps (mm)	1,7	81	12	20	10 %
Conductivité thermique ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	5,77	0,242	0,010	0,017	30 %
Capacité thermique massique ( $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	1600	1255	680	230	5 %
Densité ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )	2000	100	320	180	5 %
Émissivité	0,85				0,05

Tableau 1 : Ordres de grandeur des propriétés thermiques des matériaux utilisés dans les protections thermiques du nez et de l'intrados de l'IXV

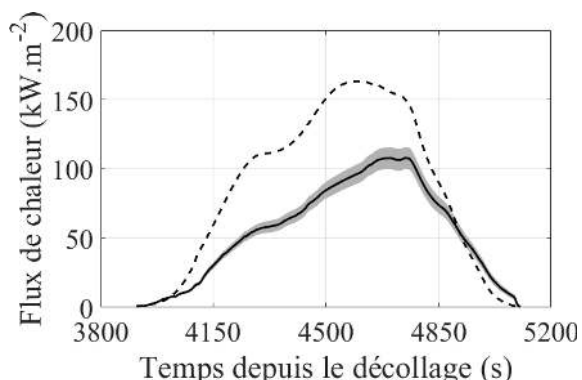
stabilise : la diminution de la vitesse de l'IXV est compensée par l'augmentation de la densité de l'atmosphère. Cette stagnation permet au refroidissement radiatif de rattraper et de contrebalancer le flux de chaleur incident. Le flux de chaleur total, réellement transmis à la paroi, est alors presque nul (valeur comprise entre  $3 \text{ kW.m}^{-2}$  et  $7 \text{ kW.m}^{-2}$ ). Cette situation explique la stabilisation de la température. A partir de 4800 s et jusqu'à la fin du vol, le flux de chaleur incident diminue. La décélération de l'IXV devient plus importante, d'où la diminution du flux de chaleur convectif. Comme les températures à la paroi restent hautes, le refroidissement radiatif est important. Pendant cette partie du vol, le flux de chaleur total est négatif, l'IXV se refroidit.



(a) Emplacement du thermocouple NT4



(b) Emplacement du thermocouple WT36



(c) Emplacement du thermocouple WT68

Figure 5 : Comparaison des flux de chaleur incidents estimés par méthode inverse et FAST

— Méthode inverse    --- FAST  
 ■ Intervalle de confiance de la méthode inverse, basé sur 3 écarts-types

Comme l'échauffement le long de la paroi se fait de manière plus progressive, les flux de chaleur estimés à partir des mesures des thermocouples WT36 et WT68 ne présentent pas une phase de stagnation. Le long de l'axe central de l'IXV, les niveaux des flux de chaleur diminuent avec l'éloignement du point d'arrêt. Ces deux observations sont cohérentes avec les variations des températures de la figure 3.

Ces premières estimations des niveaux de flux de chaleur incidents étaient basées sur les valeurs exactes des propriétés thermiques communiquées par ArianeGroup. Comme les valeurs des propriétés des matériaux utilisées lors d'une étude théorique ne correspondent jamais exactement à celles des matériaux embarqués pour le vol, une étude de sensibilité est appliquée aux résultats de la méthode inverse. Cette étude est réalisée à l'aide de la méthode de Monte-Carlo, où des incertitudes tirées aléatoirement sont rajoutées aux valeurs théoriques. Pour l'épaisseur, la conductivité thermique, la capacité thermique massique et la densité, les incertitudes sont tirées suivant une loi normale : la moyenne est la valeur nominale théorique d'ArianeGroup et pour l'écart-type le même pourcentage de la valeur nominale est appliqué à chaque matériau. Les pourcentages sont précisés dans le tableau 1. Pour l'émissivité du C/SiC, une loi normale est aussi utilisée, avec pour moyenne la valeur nominale et pour trois écarts-types une valeur de 0,05. Concernant les mesures de température, une erreur systématique a été rajoutée à chaque thermocouple suivant une loi uniforme sur  $\pm 8 \text{ K}$ , ce qui correspond à l'erreur possible due aux thermocouples de type S utilisés lors du vol et à la chaîne d'acquisition.

	NT4	WT36	WT68
Flux de chaleur - Méthode inverse (kW.m <sup>-2</sup> )	165	122	108
Ecart-type - Méthode inverse (kW.m <sup>-2</sup> )	4,0	3,0	2,6
Flux de chaleur - FAST (kW.m <sup>-2</sup> )	429	172	149
Ecart relatif de FAST par rapport à la méthode inverse (%)	160	41	38

Tableau 2 : Niveaux des flux de chaleur surfaciques estimés par méthode inverse et par FAST, à l'emplacement des thermocouples NT4, WT36 et WT68. Point de vol :  $t = 4750$  s, altitude = 61,8 km, vitesse = 5341 m.s<sup>-1</sup> (point de vol de flux maximal d'après les estimations par méthode inverse)

La figure 5 et le tableau 2 résument les solutions trouvées lors de l'étude de sensibilité. Pour les trois thermocouples, l'écart-type atteint ses valeurs maximales entre 4200 s et 4900 s. Pendant cette période, la répartition des flux de chaleur en fonction des incertitudes est similaire à une répartition gaussienne. Par conséquent, comme les intervalles de confiance sur la figure 5 correspondent à trois écart-types, ils englobent pour chaque thermocouple 99,7 % des cas possibles pour les incertitudes utilisées. La faible largeur des intervalles de confiance par rapport aux estimations nominales montre que la robustesse de la méthode inverse est très satisfaisante.

### 3.3. Comparaison avec les prévisions d'avant vol

Pendant la phase de conception de l'IXV, des prévisions des niveaux de flux de chaleur incidents tout au long de la rentrée ont été réalisées. Afin d'avoir un temps de calcul raisonnable et de pouvoir rapidement mettre à jour l'IXV, les prévisions étaient basées sur des hypothèses simplificatrices. Pour assurer une approche conservatrice, les hypothèses ont amené à une surestimation des flux de chaleur incidents [8]. Les simulations de prévision ont été refaites à l'ONERA à l'aide de l'outil FAST [9], dont les principales hypothèses de calcul sont les mêmes que celles utilisées pendant la phase de conception de l'IXV. Pour la suite de cette étude, les résultats de FAST sont considérés comme représentatifs des prévisions d'avant le vol. Les flux de chaleur estimés par FAST à l'aide des modèles de Vérant-Sagnier et Vérant-Lefrançois [9] sont récapitulés dans la figure 5 et le tableau 2. Pour le point d'arrêt de l'IXV (étude de NT4), la surestimation du flux de chaleur est particulièrement importante. Le flux de chaleur estimé par FAST est supérieur au double de l'estimation par méthode inverse. Pour l'intrados, FAST surestime aussi, mais les résultats restent plutôt satisfaisants par rapport à la méthode inverse, sauf sur les 300 dernières secondes de vol où FAST sous-estimerait le flux de chaleur.

L'importante surestimation du flux de chaleur au point d'arrêt par FAST peut être principalement expliquée par une hypothèse de calcul : la paroi de l'IXV est considérée totalement catalytique. Or le C/SiC utilisé à la surface de l'IXV est au contraire un matériau très faiblement catalytique. Pendant une rentrée atmosphérique, de nombreuses réactions chimiques ont lieu dans la couche de choc et à la paroi [1] [3]. Pour la rentrée de l'IXV, deux réactions chimiques ont un impact important : la dissociation et la recombinaison du dioxygène ( $O_2 + M \rightleftharpoons O + O + M$ , avec  $M$  un troisième corps impliqué dans les réactions). Quand les propriétés des matériaux à la surface le permettent, la paroi du véhicule peut jouer le rôle de catalyseur en forçant l'oxygène atomique (issu de la dissociation du dioxygène dans l'écoulement) à se recombiner à son contact. La chaleur latente de la recombinaison est alors transmise à la paroi, d'où un apport non désiré de chaleur. Pour une même rentrée atmosphérique, une paroi catalytique va donc absorber beaucoup plus de chaleur qu'une paroi faiblement catalytique.

Plusieurs études ont déjà montré les effets de la catalycité sur les transferts de chaleur à la paroi [10] [11]. Dans la littérature, les différences entre les cas catalytique et non catalytique

pour une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre sont similaires aux différences constatées dans cette étude entre les estimations d'avant le vol (FAST, cas catalytique) et les estimations par méthode inverse (cas non catalytique). Par conséquent, les effets de la catalycité sont considérés comme la principale cause de la surestimation de FAST au point d'arrêt. Comme dans l'algorithme FAST les niveaux des flux de chaleur le long de l'IXV sont déduits de la valeur au point d'arrêt, une nouvelle étude des niveaux des flux de chaleur le long de l'IXV devra être faite une fois le flux de chaleur au point d'arrêt corrigé.

## 4. Conclusion

Ce travail est une opportunité rare d'étudier des mesures de température réalisées pendant une rentrée atmosphérique et de les comparer aux simulations faites pendant la préparation du vol. Les flux de chaleur subis par l'IXV ont pu être reconstruits fidèlement par une méthode inverse, basée sur un critère des moindres carrés et la méthode de régularisation de Beck. L'étude de sensibilité a permis d'aboutir à un intervalle de confiance qui considère les incertitudes sur les matériaux et les mesures des thermocouples. Comme attendu, au cours de la phase de conception de l'IXV le flux de chaleur au point d'arrêt a été considérablement surestimé à cause de l'hypothèse de catalycité totale. Afin d'améliorer les phases de conception et de ne pas mettre de côté de bonnes configurations de véhicules de rentrée à cause de ce type de surestimation, de nouvelles hypothèses plus représentatives des échauffements pariétaux doivent être acquises.

## Références

- [1] J. D. Anderson Jr., *Hypersonic and high temperature gas dynamics*, McGraw-Hill (1989).
- [2] N. H. Kemp et F. R. Riddell, *Heat Transfer to Satellite Vehicles Re-entering the Atmosphere*, American Rocket Society (November 1956).
- [3] J. J. Bertin, *Hypersonic Aerothermodynamics*, AIAA Education Series (1938).
- [4] J. V. Beck, *Nonlinear estimation applied to the nonlinear inverse heat conduction problem*, International Journal of heat and mass transfer, 13 (4), pp. 703–716 (1970).
- [5] P. Reulet, D. Nortershauser et P. Millan, *Inverse Method Using Infrared Thermography for Surface Temperature and Heat Flux Measurements*, dans *Proceedings of the International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*, vol. 1, pp. 118–126 (2003).
- [6] M. Balat-Pichelin, L. Charpentier, F. Panerai, O. Chazot, B. Helber et K. Nickel, *Passive/active oxidation transition for CMC structural materials designed for the IXV vehicle re-entry phase*, Journal of the European Ceramic Society, 35 (2), pp. 487–502 (2015).
- [7] J. H. ESA, *IXV*, accessed 28 November, 2017 (2015).
- [8] F. Buffenoir, T. Pichon et R. Barreteau, *IXV Thermal Protection System Post-Flight Preliminary analysis*, EUCASS (2017).
- [9] Y. Prévereaud, J.-L. Vérant, M. Balat-Pichelin et J.-M. Moschetta, *Numerical and experimental study of the thermal degradation process during the atmospheric re-entry of a TiAl6V4 tank*, Acta Astronautica, 122, pp. 258–286 (Février 2016).
- [10] B. Aupoix, *Agard Report No.761, Special Course on Aerothermodynamics of Hypersonic Vehicles*, Chap. An Introduction to Real Gas Effects. AGARD (1989).
- [11] A. Viladegut, F. Panerai, O. Chazot, T. Pichon, P. Bertrand, C. Verdy et C. Coddet, *Design, integration and preliminary results of the IXV Catalysis experiment*, CEAS Space Journal, pp. 1–11 (2016).

## Remerciements

Les auteurs remercient Dassault Aviation pour le partage des mesures de température enregistrées par l'IXV et Dr. Thierry Pichon d'ArianeGroup pour les informations sur les protections thermiques de l'IXV.

# Estimation directe de propriétés thermophysiques de matériaux orthotropes

Elissa EL RASSY<sup>1\*</sup>, Yann BILLAUD<sup>1</sup>, Didier SAURY<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut Pprime, UPR CNRS 3346, CNRS – Université de Poitiers, ENSMA, Département Fluides, Thermiques, Combustion, ENSMA, Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France

\*(auteur correspondant : [elissa.el-rassy@ensma.fr](mailto:elissa.el-rassy@ensma.fr))

**Résumé** - Ce travail met en œuvre un algorithme d'estimation directe du tenseur de diffusivités thermiques à partir de résultats expérimentaux obtenus par « méthode flash 3D » appliquée sur un échantillon composite (fibre carbone, résine), orthotrope. L'échantillon est « excité » de façon non uniforme par un laser CO2 et l'évolution de la température relative  $T(t)$  en face avant est mesurée à l'aide d'une caméra IR. L'identification s'appuie sur une minimisation hybride, couplant une méthode stochastique et une méthode déterministe, de l'écart quadratique entre les mesures et les sorties d'un modèle de type « quadripôles thermiques 3D ». La méthode d'identification proposée est validée avec un matériau isotrope de propriétés connues, puis appliquée à un matériau orthotrope. Les résultats sont alors comparés à des résultats obtenus par d'autres méthodes d'estimation.

**Mots clés** : Conduction thermique, matériaux orthotropes, problème inverses, méthode flash, quadripôles thermiques, estimation de paramètres, transformations intégrales, thermographie IR.

## Nomenclature

$a_x, a_y, a_z$	Diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$	<b>Symboles grecs</b>	
$\bar{a}$	Tenseur de diffusivités	$\alpha_m, \beta_n$	Pulsations des harmoniques, $rad \cdot m^{-1}$
$C$	Capacité thermique, $J \cdot ^\circ C^{-1} \cdot kg^{-1}$	$\rho$	Masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
$F_{x,y}$	Fonction de forme	$\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$	Conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$F_{m,n}$	Fonction de forme adimensionnée	$\xi_{m,n}(t)$	Harmoniques normalisés, $^\circ C$
$h$	Coefficient d'échange convectif, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$\xi_{m,n}(p)$	Harmoniques normalisés, $^\circ C \cdot s$
$l_x, l_y, l_z$	Dimensions de l'échantillon, m	$\theta_{m,n}(p)$	Harmoniques, $^\circ C \cdot m^2 \cdot s$
$M, N$	Indices maximales des harmoniques	$\theta_{in}$	Harmoniques face avant, $^\circ C \cdot m^2 \cdot s$
$p$	Variable de Laplace	$\theta_{out}$	Harmoniques face arrière, $^\circ C \cdot m^2 \cdot s$
$Q$	Energie déposée sur le matériau, J	$\Phi_{p-fav}$	Pertes en face avant, J
$R_{m,n}$	Facteurs dimensionnés, J	$\Phi_{p-far}$	Pertes en face arrière, J
$T$	Température, $^\circ C$	$\Phi ex_{mn,p}$	Excitation, J
$T_{in}$	Température ambiante, face avant, $^\circ C$	$\Phi ex_{x,y,t}$	Excitation, $W \cdot m^{-2}$
$T_{out}$	Température ambiante, face arrière, $^\circ C$	$\Upsilon$	Vecteur de paramètres à estimer
$X_m(x)$	Fonction de base suivant x	$\hat{\Upsilon}$	Vecteur de paramètres optimaux
$Y_n(y)$	Fonction de base suivant y		

## Indices exposants

$x, y, z$	coordonnées cartésiennes
$m, n$	modes spatiaux

## 1. Introduction

L'émergence de nouveaux matériaux à structures complexes (anisotropes, multicouches, poreux, hétérogènes) dans différents secteurs industriels, notamment en aéronautique, nécessitent

inévitablement une caractérisation de leurs propriétés thermophysiques dans le but de modéliser et contrôler les transferts thermiques. Il existe un certain nombre de méthodes dédiées à ce type d'estimation, qui peuvent être classées et différenciées selon plusieurs critères [1], [2]. Ce critère peut être le régime d'estimation, les paramètres à estimer, la méthode de mesure (avec ou sans contact), la nature de l'excitation (forme spatio-temporelle et position), entre autres.

La méthode présentée ici est une extension de la méthode flash [3], destinée à l'identification simultanée des diffusivités thermiques de matériaux composites orthotropes. Cette identification repose sur une méthode d'estimation directe (ED) qui consiste à minimiser l'écart quadratique entre les observables obtenus par traitement des mesures de la camera IR (transformations intégrales) et les sorties du modèle directe basé sur les « quadripôles thermiques 3D »[4]. Les paramètres recherchés sont identifiés en couplant une méthode d'optimisation stochastique globale suivie d'une méthode déterministe locale de type gradient.

Après présentation du modèle direct, de l'estimateur utilisé et des algorithmes de minimisation, les résultats d'estimation appliqués sur des données simulées et bruitées numériquement sont utilisées pour valider la méthode de minimisation. Pour finir, la méthode est appliquée sur des données issues de mesures de température réalisées sur un banc expérimental « flash 3D ».

## 2. Configuration et modélisation mathématique

La configuration choisie dans le cadre de cette étude consiste à modéliser la diffusion de la chaleur dans un domaine tridimensionnel orthotrope soumis à une excitation de type « flux imposé » localisée sur une des faces (que l'on qualifiera par la suite de face « avant ») du domaine. Les pertes de chaleurs par convection et par rayonnement en faces « avant » et « arrière » sont linéarisées par un coefficient d'échange thermique  $h$ , tandis que les faces latérales de l'échantillon sont supposées isolées thermiquement. Ainsi, l'évolution temporelle et spatiale de la température dans un matériau supposé plan, homogène, opaque et de propriétés thermophysiques indépendantes de la température, est décrite par le système d'équations différentielles partielles, en considérant les conditions initiales et aux limites, présenté Figure 1.

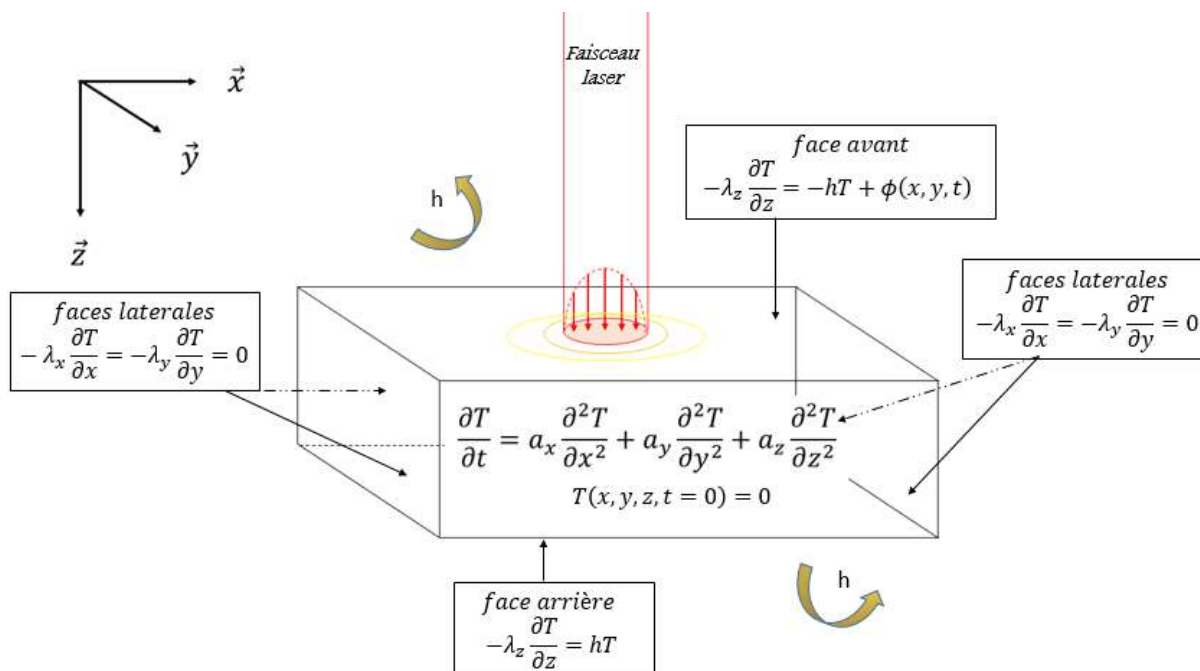


Figure 1 : Configuration physique, modèle mathématique et conditions aux limites.

L'identification repose sur un traitement de l'évolution de la température en face avant de l'échantillon. Ce traitement consiste en une transformation intégrale dans l'espace de Fourier-cosinus à la fois des données expérimentales et celles issues de la modélisation. Cette transformation fait apparaître des harmoniques dont le choix permet d'une part, un filtrage en fréquences des données (bruits de mesure) et d'autre part, un traitement plus rapide des données [5]. En effet ce sont les basses fréquences qui contiennent la plus grande partie de l'information reliée aux diffusivités, c'est pourquoi les harmoniques exploitées dans le cadre de ce travail sont les  $M \times N$  premiers modes (avec  $M = N \leq 6$ ). On notera que les harmoniques impaires sont quasiment nulles (inférieures de 2 à 3 ordres de grandeurs par rapport aux harmoniques pairs) en raison du caractère symétrique de l'excitation. Ces harmoniques sont définies par :

$$\theta_{m,n}(z, p) = \int_0^\infty \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} T(x, y, z, t) \cdot X_m(x) \cdot Y_n(y) \cdot e^{-pt} \cdot dx \cdot dy \cdot dt \quad (1)$$

avec  $X_m(x) = \cos\left(m\pi \frac{x}{l_x}\right)$ ,  $Y_n(y) = \cos\left(n\pi \frac{y}{l_y}\right)$  les bases de l'espace Fourier-cosinus.

En suivant le formalisme des méthodes de type « quadripôles thermiques », appliquées sur le système présenté à la Figure 2, l'évolution de la température relative dans l'espace de Fourier en face avant de l'échantillon est donnée par la résolution des 3 équations suivantes :

$$\begin{bmatrix} \theta_{in} \\ \emptyset_{P-fav} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{h} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=0) \\ \emptyset_{m,n}(z=0) - \emptyset ex_{m,n} \end{bmatrix} \quad (2a)$$

$$\begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=0) \\ \emptyset_{m,n}(z=0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{m,n} & B_{m,n} \\ C_{m,n} & D_{m,n} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=lz) \\ \emptyset_{mn}(z=lz) \end{bmatrix} \quad (2b)$$

$$\begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=lz) \\ \emptyset_{m,n}(z=lz) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{h} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \theta_{out} \\ \emptyset_{P-far} \end{bmatrix} \quad (2c)$$

Ces 3 équations conduisent à :

$$\begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=0) \\ \emptyset ex_{mn} - h \cdot \theta_{m,n}(z=0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{m,n} & B_{m,n} \\ C_{m,n} & D_{m,n} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=lz) \\ h \cdot \theta_{m,n}(z=lz) \end{bmatrix} \quad (3)$$

Avec  $\theta_{in} = \theta_{out} = 0$ ,  $\lambda_z = \rho \cdot C \cdot a_z$ ,  $A_{mn}(p) = D_{mn}(p) = \cosh(e \cdot K_{mn})$ ,  $B_{mn}(p) = \frac{\sinh(e \cdot K_{mn})}{\lambda_z \cdot K_{mn}}$ ,

$C_{mn}(p) = \lambda_z \cdot K_{mn} \cdot \sinh(e \cdot K_{mn})$ ,  $K_{mn} = \sqrt{\frac{p}{a_z} + \alpha_m^2 \frac{\lambda_x}{\lambda_z} + \beta_n^2 \frac{\lambda_y}{\lambda_z}} = \sqrt{\frac{p}{a_z} + \alpha_m^2 \frac{a_x}{a_z} + \beta_n^2 \frac{a_y}{a_z}}$ ,  $\alpha_m = \frac{m \cdot \pi}{l_x}$  et  $\beta_n = \frac{n \cdot \pi}{l_y}$ .

$\emptyset ex$  représente l'excitation qui peut-être décomposée en un produit de son intensité  $Q$  en ( $J$ ) et de deux fonctions, l'une qui dépend de l'espace  $F_{x,y}$  en ( $m^{-2}$ ) et l'autre du temps  $u(t)$  en ( $s^{-1}$ ). Ainsi  $\emptyset ex_{x,y,t} = Q \cdot F_{x,y} \cdot u(t)$ . Projeté dans les espaces de Fourier et de Laplace on obtient alors :  $\emptyset ex_{mn,p} = Q \cdot F_{m,n} \cdot u(p)$  où  $F_{m,n} = \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} F_{x,y} \cdot X_m(x) \cdot Y_n(y) \cdot dx \cdot dy$  et  $u(p) = 1$  pour une impulsion de type Dirac. On choisira de normaliser les harmoniques afin de rester homogène à une unité de température. Ainsi, les harmoniques normalisées en face avant et dans l'espace de Laplace sont comme suit :

$$\xi_{m,n}(p) = \frac{\theta_{m,n}}{l_x l_y} = \frac{\frac{Q \cdot F_{m,n} \cdot u(p)}{l_x \cdot l_y} \left( \cosh(e \cdot K_{mn}) + \frac{\sinh(e \cdot K_{mn})}{\lambda_z \cdot K_{mn}} h \right)}{\lambda_z \cdot K_{mn} \cdot \sinh(e \cdot K_{mn}) + 2 \cdot \cosh(e \cdot K_{mn}) h + \frac{\sinh(e \cdot K_{mn})}{\lambda_z \cdot K_{mn}} h^2} \quad (4)$$

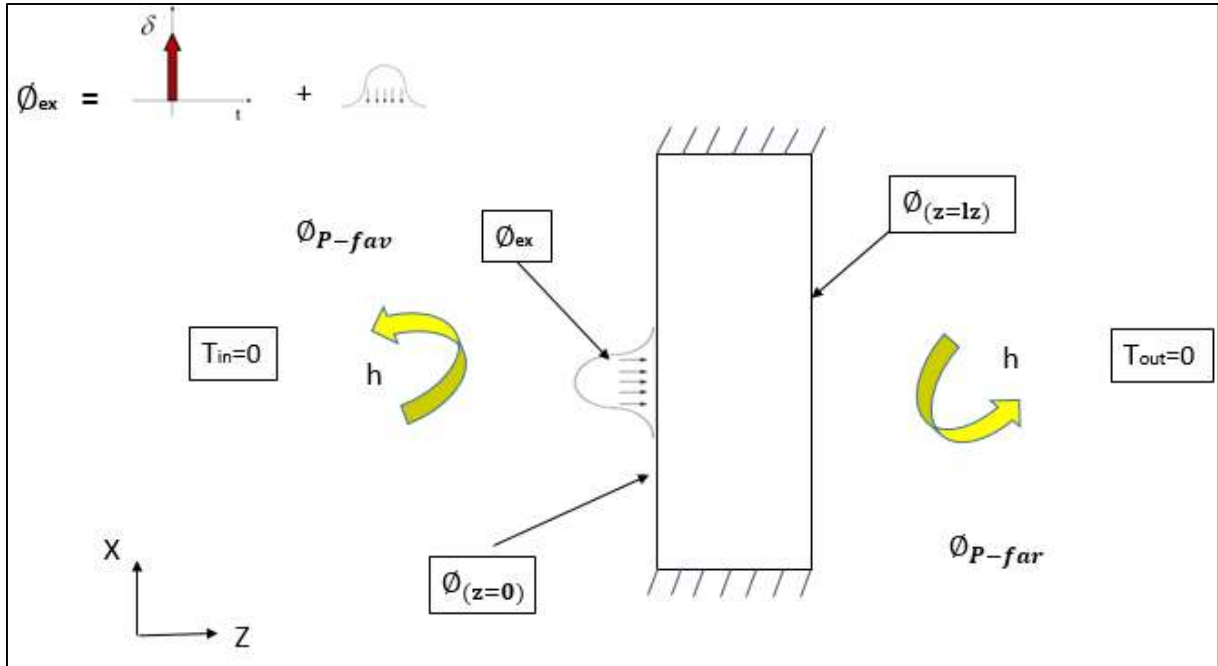


Figure 2: Système étudié décrit par le formalisme des « quadrupoles thermiques ».

### 3. Problème inverse et méthode d'estimation

#### 3.1. Paramètres à estimer

L'estimation directe du tenseur des diffusivités thermiques est un problème inverse complexe car il consiste à estimer en plus de ces paramètres, un certain nombre de paramètres liés à l'expérience elle-même. En effet, les conditions expérimentales ne peuvent être parfaitement connues en raison de la grande sensibilité des mesures à certains d'entre eux, notamment en ce qui concerne l'excitation. Dans ce travail on cherchera à déterminer le vecteur  $Y = [a_x, a_y, a_z, R_{0,0}, R_{0,2}, R_{2,2}, \dots, R_{m,n}]$  où  $R_{m,n} = Q \cdot F_{m,n}$  correspond à la distribution de l'énergie d'excitation dans l'espace des modes de Fourier. Ainsi, la dimension du vecteur de paramètres à estimer dans le cadre de cette étude dépend du nombre de modes qui ont été choisis et variera entre 7 ( $M = N = 2$ , modes pairs) et 19 ( $M = N = 6$ , modes pairs).

#### 3.2. Fonction objectif

Généralement la fonction coût est définie comme l'écart quadratique entre le signal mesuré et le signal prédit par un modèle physique direct. Ici le modèle génère le résultat dans l'espace de Laplace et de Fourier-cosinus. Il est donc théoriquement possible de comparer les signaux dans 4 domaines : (i) dans le domaine physique  $T(x, y, z, t)$ , (ii) dans le domaine de Laplace  $T(x, y, z, p)$ , (iii) dans le domaine de Fourier-cosinus  $\xi_{m,n}(t)$  et enfin, (iv) à la fois dans les domaines de Fourier-cosinus et de Laplace  $\xi_{m,n}(p)$ . De nombreux essais, confirmés par des travaux précédents[5], ont permis de montrer qu'une minimisation dans l'espace des harmoniques temporels, i.e. domaine (iii), est plus avantageux à la fois en terme de précision (filtrage du bruit de mesure) et vitesse d'identification (compression spatiale des données). Ainsi, l'estimateur, qui consiste à minimiser la fonction coût, s'écrit de la manière suivante :

$$\mathcal{F} = \min_Y \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N [\xi_{m,n}(Y, t) - \xi_{m,n}^{exp}(t)]^2 \quad (5)$$

Le premier élément du terme à minimiser  $\xi_{m,n}(Y, t)$ , correspond aux harmoniques temporelles normalisées obtenues par la transformation de Laplace inverse de la sortie du modèle direct (4)  $\xi_{m,n}(p)$ . Cette inversion est réalisée par l'algorithme de De Hoog [6] qui s'est avéré le plus adapté au présent



problème. Le deuxième terme  $\xi_{m,n}^{exp}(t)$ , correspond aux observables obtenues par des mesures temporelles de la température en face avant et projetées dans l'espace de Fourier-cosinus.

### 3.3. Algorithme d'optimisation

Le recherche du vecteur de paramètres  $\hat{Y}$  permettant de minimiser la fonction objectif est effectuée par l'utilisation consécutive d'un algorithme de type PSO (Particle Swarm Optimization), suivi d'un algorithme de type gradient. Cette méthode hybride permet de bénéficier d'une recherche globale grâce à la méthode stochastique d'ordre zéro. Le jeu de paramètres obtenu à l'issue de cette étape est utilisé pour initialiser la méthode d'estimation directe qui permet d'assurer la convergence vers un minimum local.

Afin de tester la faisabilité de l'estimation ainsi que les performances et la précision de la méthode de minimisation, des mesures synthétiques sont générées par le modèle direct puis sont bruitées. On notera que cette stratégie permet de valider la méthode d'optimisation mise en œuvre, mais en aucun cas la pertinence du modèle direct. Cet exercice a également permis une optimisation paramétrique de l'algorithme hybride d'identification pour obtenir, de façon théorique, la meilleure minimisation possible.

## 4. Protocole expérimentale et validation

### 4.1. Protocole expérimental

La Figure 4 présente le dispositif expérimental. La face avant d'un échantillon plan est soumise à une excitation imposée par un laser CO<sub>2</sub> qui émet un rayonnement de forte intensité (ici ~25% de la puissance totale du laser d'environ 130W) à une longueur d'onde de 10,6  $\mu\text{m}$ . Le temps d'excitation est de 10 ms, si bien que l'on supposera celui-ci impulsif. L'évolution de la température en face avant de l'échantillon est enregistrée à l'aide d'une caméra thermographique IR (320 × 256 pixels) à une fréquence de 50 Hz pendant 30 s.

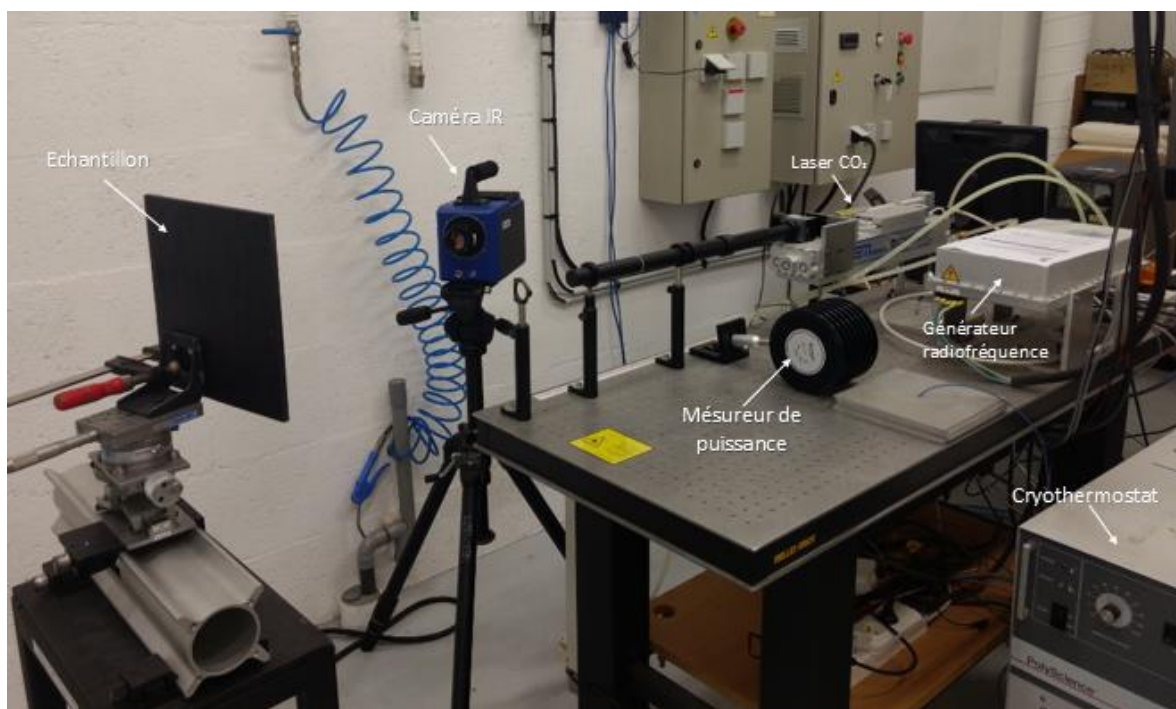


Figure 3: Dispositif expérimental de la méthode flash face avant

Les données brutes sont traitées de sorte à (i) convertir les niveaux d'intensité DL en températures ( $^{\circ}\text{C}$ ), (ii) calibrer les données (correspondance pixel/mm et définition de la fenêtre d'exploitation  $l_x$  et  $l_y$ ), (iii) centrer les données vis-à-vis du spot laser, (iv) identifier l'instant de l'excitation et soustraire le signal de fond permettant d'obtenir la température relative à la température initiale, (v) projeter les données dans l'espace de Fourier-cosinus et (vi) éventuellement sélectionner et/ou filtrer les données (cf. partie « résultats »). A l'issue de cette série de traitements, on dispose pour l'estimation des données expérimentales  $\xi_{m,n}^{exp}(t)$ .

## 4.2. Validation

A défaut de disposer d'un matériau composite orthotrope de diffusivités thermiques parfaitement connues, la validation est menée sur un matériau polymère isotrope de référence : un Polyamide. Le protocole expérimental décrit précédemment est appliqué sur un échantillon d'épaisseur  $l_z = 2.4 \text{ mm}$ , de capacité thermique  $C = 1670 \text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$  et de masse volumique  $\rho = 1140 \text{ kg.m}^{-3}$ . Une étude préliminaire a montré que la fenêtre d'exploitation permettant le meilleur rapport précision/temps de calcul était  $l_x = 28,0 \text{ mm}$  et  $l_y = 26,1 \text{ mm}$ , que le nombre d'harmoniques nécessaires était  $N = M = [0, 2, 4, 6]$ . Le domaine de recherche des diffusivités est indiqué dans le Tableau 1. Le domaine de recherche des termes décrivant l'excitation  $R_{m,n}$ , avec  $m, n \in [0, 2, 4, 6]$ , est  $[-10; 10]$ . Les résultats obtenus à l'aide de l'estimateur direct (ED) sont présentés dans le Tableau 1.

Domaine de recherche	ED	Ecart relatif à la moyenne	ENH	Ecart relatif ED par rapport à ENH
$10^{-9} < a_x < 10^{-5}$	$0,165 \times 10^{-6}$	3%	$0,163 \times 10^{-6}$	1%
$10^{-9} < a_y < 10^{-5}$	$0,168 \times 10^{-6}$	5%	$0,166 \times 10^{-6}$	1%
$10^{-9} < a_z < 10^{-5}$	$0,146 \times 10^{-6}$	8%	-	-

Tableau 1 - Domaine de recherche et paramètres optimaux trouvés par la méthode d'estimation directe (ED).

Le matériau étudié dans le cadre de cette validation est supposé isotrope. Ces diffusivités doivent donc être équivalentes selon les trois directions. Cette caractéristique est retrouvée par le biais de l'identification car la variabilité observée via l'écart relatif à la moyenne est faible ( $< 10\%$ ). Les résultats trouvés selon x et y sont comparés à des résultats issus d'une méthode d'estimation de référence [7] [8], connue sous le nom de ENH (Estimation par Normalization des Harmoniques) et mise en œuvre numériquement pour les besoins de l'exercice. Ces résultats confirment le pronostic quant aux capacités de la méthode ED établi par Ruffio qui a évoqué cette méthode dans une étude comparative [9], sans la mettre en œuvre. Pour finir, l'évolution des harmoniques normalisés en fonction du temps sont présentés en Figure 4. L'accord entre les résultats expérimentaux  $\xi_{m,n}^{exp}(t)$  et estimés  $\xi_{m,n}(\hat{Y}, t)$  est clairement montré. Cette méthode validée est maintenant appliquée pour caractériser un matériau orthotrope.

## 5. Résultats

Le matériau choisi pour mettre en œuvre la méthode développée dans le cadre de cette étude est un composite de type fibres de carbones noyées dans une matrice d'époxy. L'échantillon, d'épaisseur  $l_z = 8,16 \text{ mm}$ , a une capacité thermique de  $1001 \text{ J.K}^{-1}.kg^{-1}$  et une masse volumique  $\rho = 1285,8 \text{ kg.m}^{-3}$ . La fenêtre d'exploitation est choisie telle que  $l_x = 39,0 \text{ mm}$  et  $l_y = 45,0 \text{ mm}$ , centrée sur l'impact du laser. La Figure 4 montre une nouvelle fois le très bon accord entre les harmoniques expérimentaux et optimisés, l'écart moyen maximal, constaté une nouvelle fois pour l'harmonique (0,0), valant 0.013%.

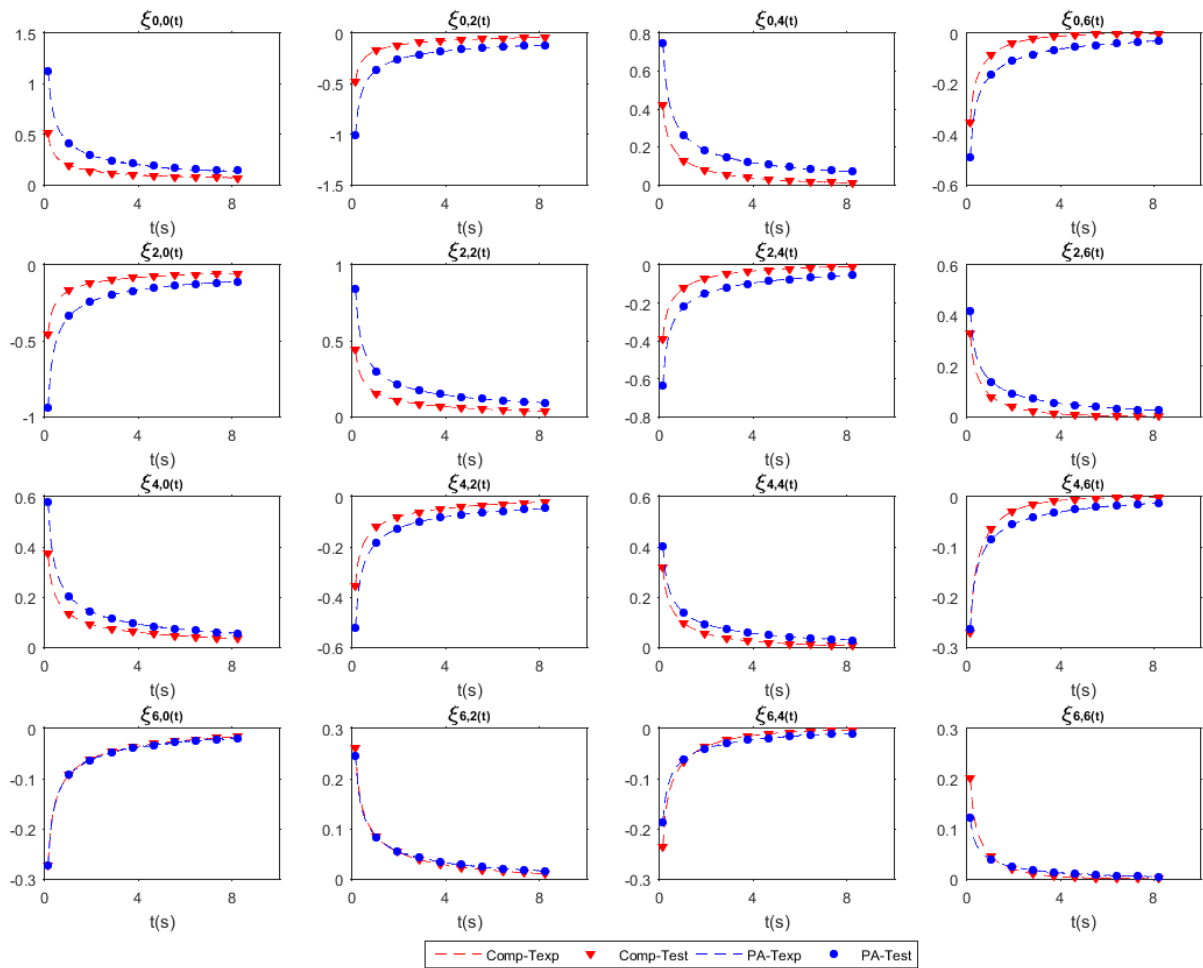


Figure 4 : Evolution en fonction du temps des harmoniques normalisés expérimentales (symboles) et simulées avec les paramètres estimés  $\hat{Y}$  (pointillés) pour le polyamide (isotrope ; bleu) et le composite (orthotrope ; rouge).

L'identification conduit à :

$$a_x = 0.398 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}; a_y = 2.583 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}; a_z = 0.752 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

La comparaison effectuée une nouvelle fois avec l'estimateur ENH révèle un écart relatif de 2,7% et 1,9% respectivement pour  $a_x$  et  $a_y$ . Pour  $a_z$ , la comparaison avec l'estimateur EDSH (Estimation par traitement Direct et Séparation des Harmoniques) développé par Souhar [10] et donnant  $a_z = 0.756 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , montre un écart de 0.5%. Les fibres de carbone étant orientées selon l'axe  $y$ , il n'est pas surprenant de trouver  $a_y > a_x, a_z$ . En revanche on pourrait s'attendre à trouver des valeurs de  $a_x$  et  $a_z$  très proches. Nos résultats, bien que du même ordre de grandeur, montrent cependant un rapport  $a_z/a_x$  d'environ 2 entre les valeurs. Ce résultat, peut s'expliquer par le procédé de fabrication (bobinage) : les fibres étant comprimées dans le sens de l'épaisseur ( $z$ ).

## 6. Conclusion

La méthode d'estimation présentée est particulièrement intéressante pour une caractérisation thermique tridimensionnelle, directe et simultanée de matériaux anisotropes. Un unique essai non intrusif, réalisé au moyen d'un laser et d'une caméra IR, est suffisant pour estimer le tenseur des diffusivités de ce type de matériaux dont l'utilisation devient de plus en plus courante. Cette méthode ne nécessite pas de connaître a priori les caractéristiques de l'excitation, car la méthode identifie la forme et l'intensité de celle-ci. Après validation de la méthode sur un échantillon dont les propriétés sont connues, celle-ci a été appliquée pour caractériser un composite orthotrope constitué de résine époxy et de fibres de carbone. Les résultats obtenus ont montré une prédominance évidente dans la direction des fibres. Les résultats obtenus ont également été comparés à d'autres méthodes d'estimation de diffusivités thermiques (ENH, EDSH...) et ont montré un bon accord.

### Références

- [1] *Conductivité et diffusivité thermique des solides*. Ed. Techniques Ingénieur.
- [2] C. Rodiet, "Temperature Measurement by Multi-Spectral Methods and Thermal Characterization of Anisotropic Materials by Integral Transforms: "Theoretical and experimental aspects", Theses, Université de Lorraine ; Institut National Polytechnique de Lorraine (INPL), 2014.
- [3] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, and G. L. Abbott, "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity," *J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 9, pp. 1679–1684, Sep. 1961.
- [4] D. Maillet, S. André, J. C. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne, *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*. Wiley, 2000.
- [5] A. Castillo, J.-L. Gardarein, F. Rigollet, C. Le Niliot, and N. Boulebbad-Gomez, "Estimation locale de diffusivités directionnelles: détection et quantification d'endommagement mécanique de composites," in *SFT*, 2017.
- [6] F. de Hoog, J. Knight, and A. Stokes, "An Improved Method for Numerical Inversion of Laplace Transforms," *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, vol. 3, no. 3, pp. 357–366, Sep. 1982.
- [7] J.-C. Krapez, L. Spagnolo, M. Frieß, H.-P. Maier, and G. Neuer, "Measurement of in-plane diffusivity in non-homogeneous slabs by applying flash thermography," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 43, no. 10, pp. 967–977, Oct. 2004.
- [8] P. Bison, F. Cernuschi, and E. Grinzato, "In-depth and In-plane Thermal Diffusivity Measurements of Thermal Barrier Coatings by IR Camera: Evaluation of Ageing," *Int. J. Thermophys.*, vol. 29, no. 6, pp. 2149–2161, Dec. 2008.
- [9] E. Ruffio, D. Saury, and D. Petit, "Improvement and comparison of some estimators dedicated to thermal diffusivity estimation of orthotropic materials with the 3D-flash method," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 64, no. Supplement C, pp. 1064–1081, Sep. 2013.
- [10] Y. Souhar, B. Remy, and A. Degiovanni, "High Temperature Facility Under Vacuum for the Thermal Characterization of Anisotropic Materials," *Proc. Int Heat Transf. Conf. - IHTC14*, pp. 381–386, Jan. 2010.

# Effet de la trempe libre sur les propriétés mécaniques, thermophysiques et thermomécaniques de l'ABS

Abdeslam Bencid<sup>1,2</sup>, Farid Rouabah<sup>2</sup>, Magali Fois<sup>3\*</sup>, Laurent Ibos<sup>3</sup>, Hocine Djidjelli<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des matériaux polymères avancés, Université de Bejaia 06000, Algeria.

<sup>2</sup>Laboratoire de Physico-chimie des Hauts Polymères, Université Ferhat Abbas, Sétif 19000, Algeria.

<sup>3</sup>Université Paris-Est Créteil Val de Marne, CERTES, 61 Av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex France

(Auteur correspondant: fois@u-pec.fr)

**Résumé** - L'objectif de ce travail est de voir l'influence de la trempe libre et du recuit sur les propriétés mécaniques, thermophysiques et thermomécaniques de l'ABS (acrylonitrile butadiène styrène). Une étude des relaxations secondaires en DMA a mis en évidence un mode de relaxation à -10°C dans l'ABS. Des observations en microscopie électronique à balayage ont mis en évidence l'existence de porosités proches de la surface pour les échantillons trempés aux plus basses températures. Ces porosités ont une influence directe sur l'évolution de la masse volumique et de la conductivité thermique de l'ABS. Elles ont également une influence sur la résistance à l'impact et l'élongation à la rupture au détriment des autres propriétés que sont le module élastique et la limite d'élasticité. La résistance à l'impact et le module mécanique en traction sont également sensibles aux contraintes résiduelles dues à la trempe. Toutes les propriétés mesurées ont un maximum ou un minimum quand on les trace en fonction de la température de trempe. Cet extremum correspond toujours à la température du mode de relaxation observé en DMA.

## 1. Introduction:

Les caractéristiques des objets en matière plastique dépendent non seulement de leur nature intrinsèque (structure chimique et morphologie), mais aussi des traitements thermiques et en particulier des conditions de refroidissement qu'ils subissent lors de leur transformation. En raison de la faible conductivité thermique des polymères, le refroidissement entraîne l'apparition de gradients de température, qui peuvent devenir importants dans le cas d'un refroidissement rapide; ceci qui mène à la formation de contraintes résiduelles (CR). A cause de leur importance technologique, les CR dans les matériaux vitreux ont reçu une grande attention des scientifiques et des industriels. Selon la situation, elles peuvent être bénéfiques ou nuisibles. Les scientifiques ont réussi à améliorer les propriétés mécaniques telles que: la résistance au choc, la fatigue de certains métaux et du verre en introduisant de manière intentionnelle des contraintes résiduelles à la surfaces de ces matériaux. Il a été trouvé que ces contraintes sont efficaces dans l'amélioration des propriétés mécaniques de quelques polymères vitreux tels que: le polycarbonate (PC) [1-2] et le polyméthyle méthacrylate (PMMA) [3]. Nairn et Col. [4] ont étudié le mécanisme de formation des CR pour trois familles de polymères. Ils ont conclu que le mécanisme de formation des CR dépend du type de matrice polymère. Dans les époxydes, la formation des CR se produit à partir de la température de cuisson, et dépend également du son processus lui-même. Dans le cas des polymères amorphes, la formation des CR se produit à partir de la température de transition vitreuse. Par contre, l'effet des gradients thermiques et le mécanisme de formation des CR demeurent encore obscurs pour l'ABS qui est un copolymère. A ce sujet, un intérêt particulier a été porté sur la corrélation directe entre les propriétés (mécaniques, physiques et thermiques) et la morphologie induite par la trempe à différentes températures. L'ABS est formé

de particules de caoutchouc (polybutadiène) dispersées dans une matrice continue constituée d'un copolymère formé par le styrène et l'acrylonitrile (appelé SAN). Les particules de polybutadiène sont greffées par du SAN à leur surface ce qui améliore l'adhésion des particules avec la matrice. Globalement le polybutadiène améliore la résistance à l'impact de l'ABS.

Nous présentons dans ce travail les résultats obtenus sur l'effet de la température de trempage sur les propriétés thermomécaniques et thermophysiques de l'ABS. Les résultats sont comparés à un échantillon recuit qui a été pris comme échantillon de référence.

## **2. Méthodologie expérimentale**

### **2.1 Matériau utilisé**

Le polymère utilisé dans cette étude est le copolymère acrylonitrile butadiène styrène (ABS), de marque Starex<sup>®</sup> 0520, fourni par Samsung, avec un indice de fluidité à l'état fondu à 220°C de 15 g.10 min<sup>-1</sup> et une température de transition vitreuse d'environ 95°C.

### **2.2 Moulage par compression des échantillons**

Les échantillons ont été moulés par compression dans une presse hydraulique à la température de 170°C et sous une pression de 2.5 bars. La durée de la compression est de 15 min. A la fin du moulage, on obtient une plaque rectangulaire de (44 x 44 x 3 mm<sup>3</sup>) pour les mesures des propriétés thermophysiques et des échantillons de dimensions 50 x 10 x 2 mm<sup>3</sup> pour les tests en DMA.

## **3. Traitements thermiques des échantillons**

### **3.1. Recuit**

Les échantillons destinés aux tests mécaniques, thermiques et physiques et ceux qui sont pris comme échantillons de références ont subi le traitement de recuit suivant :

Les éprouvettes d'ABS ont été placées dans une étuve à 110°C pendant deux heures, puis refroidies à 0.5°C/min dans l'étuve jusqu'à la température ambiante afin de favoriser l'élimination des contraintes et de l'orientation moléculaire.

### **3.2. Trempe**

Les éprouvettes d'ABS ont ensuite été refroidies rapidement (après être restées 2h à 110°C) en les mettant dans un bain thermostaté à différentes températures (-15,-5°,0, 20, 40, 60°C). Le temps de transfert des échantillons entre de l'étuve et le bain d'eau a été le plus court possible, et le volume d'eau utilisé dans le bain est resté inchangé dans les différentes conditions de trempage. Les éprouvettes ont séjourné dans le bain pendant 15 min, puis ont subi un refroidissement à l'air libre jusqu'à température ambiante.

## **4. Techniques expérimentales:**

### **4.1 Mesure des propriétés thermophysiques**

La conductivité thermique des échantillons d'ABS a été mesurée à l'aide d'une méthode de mesure périodique, décrite en détail dans les références [5, 6]. La méthode périodique permet de

mesurer simultanément la conductivité et la diffusivité thermique à température ambiante. Le rapport des transformées de Fourier des températures des deux plaques est utilisé pour identifier les paramètres. Le montage utilisé pour la mesure de la conductivité thermique et de la diffusivité est représenté sur la figure 1. L'échantillon de dimension ( $40 \times 40 \times 3 \text{ mm}^3$ ) a été inséré entre deux plaques métalliques et présente d'un côté à un flux thermique modulé de différentes fréquences. Les mesures de température des deux côtés de l'échantillon permettent de calculer la fonction de transfert thermique expérimentale. La fonction de la théorie du transfert de chaleur, qui est écrite à partir d'un modèle 1D en utilisant la méthode des quadripôles, a deux paramètres inconnus. Ces propriétés sont identifiées en minimisant la différence au carré entre les deux fonctions de transfert de chaleur en utilisant la méthode de Levenberg-Marquardt [5]. Les incertitudes statistiques sont obtenues à partir du calcul de la matrice de covariance de la variance.

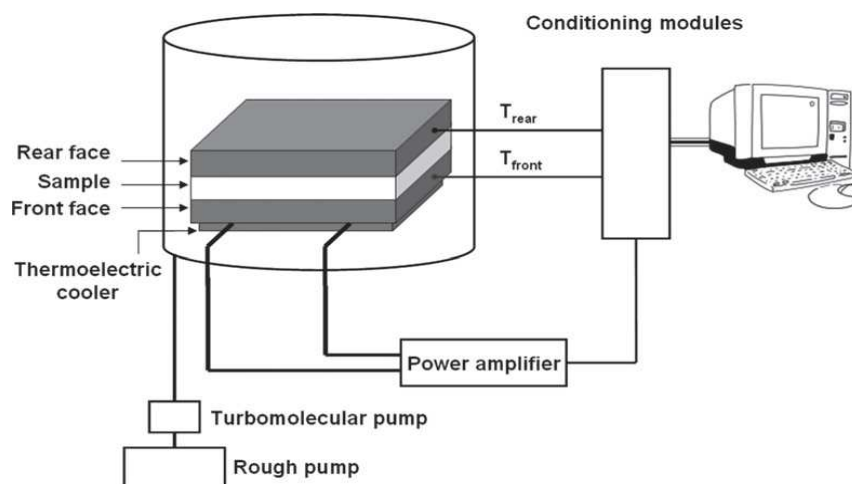


Figure 1 : Dispositif expérimental de mesure de conductivité thermique.

#### 4.2. Analyse Mécanique Dynamique (DMA)

Les propriétés mécaniques dynamiques ont été déterminées en utilisant un AR2000 de TA Instruments. Les échantillons, obtenus par moulage, ont été analysés en torsion rectangulaire à une fréquence de 1 Hz dans le domaine de viscoélasticité linéaire. Des échantillons de dimensions  $50 \times 10 \times 2 \text{ mm}^3$  ont été testés en utilisant une force normale de  $2 \pm 1,75 \text{ N}$  et une torsion d'une amplitude maximale de 0,05%. Les expériences ont été réalisées entre  $-110^\circ\text{C}$  et  $135^\circ\text{C}$  avec une vitesse de chauffe de  $3^\circ\text{C}\cdot\text{min}^{-1}$ . Les spectres de relaxation ont été obtenus en enregistrant le module élastique ( $G'$ ), le module dissipatif ( $G''$ ) et le facteur de perte ( $\text{Tan } \delta$ ) dans toute la gamme de température.

#### 4.3. Mesure de la densité

La densité des échantillons trempés à différentes températures a été déterminée à l'aide d'un pycnomètre.

#### 4.4. Microscopie électronique à balayage (MEB)

La morphologie de la surface de fracture a été étudiée au microscope électronique à balayage (SEM JSM-6301F). Des micrographies ont été prises à la surface de fracture d'échantillons d'essai de choc Izod entaillés. Les échantillons ont été revêtus d'une couche d'or conductrice dans un dispositif de revêtement par pulvérisation automatique.

## 5. Résultats et discussion

### 5.1. Analyse Mécanique Dynamique (DMA)

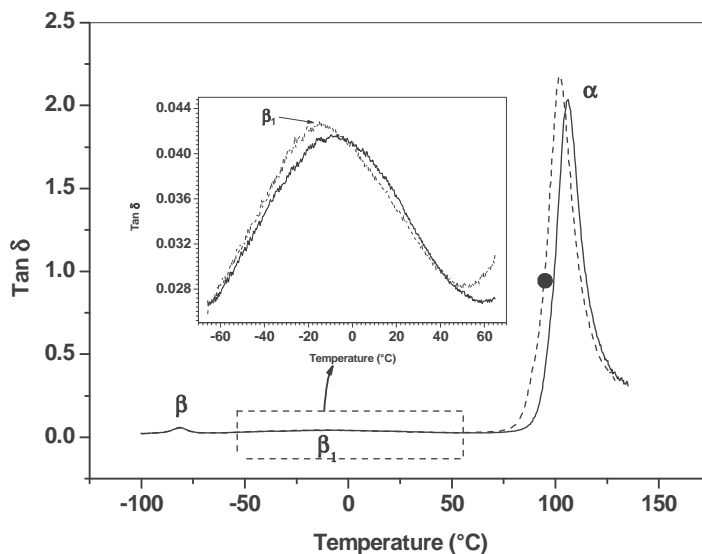


Figure 2 :  $Tan \delta$  de l'acrylonitrile butadiène styrène (ABS) en fonction de la température: échantillon recuit (—) et échantillon (---●---) avec une température de trempé de  $-5^{\circ}C$ .

La variation de  $\tan \delta$  avec la température mesurée pour un échantillon recuit et un échantillon trempé est présentée sur la figure 2. Trois modes de relaxation sont observés. Le mode  $\alpha$  correspond à la température de transition vitreuse de la phase SAN de l'ABS qui se situe autour de  $100^{\circ}C$ . Le mode  $\beta_1$  rarement observé dans l'ABS est de faible amplitude. Enfin un mode de relaxation secondaire apparaît à basse température (autour de  $-80^{\circ}C$ ), il correspond à la température de transition vitreuse du polybutadiène. On constate d'une part que les modes de relaxation  $\alpha$  et  $\beta_1$  sont décalés vers les hautes températures pour l'échantillon recuit, d'autre part, que l'amplitude de  $\tan \delta$  diminue faiblement pour l'échantillon recuit. Trois échantillons ont été étudiés et les mêmes résultats ont été obtenus. Le recuit est connu pour éliminer l'orientation moléculaire due au procédé de mise en œuvre. Un refroidissement lent de l'échantillon empêche la formation de contraintes résiduelles dans l'échantillon recuit alors que ces contraintes apparaissent dans les échantillons trempés. Les polymères lorsqu'ils sont refroidis lentement sont cependant l'objet de ce que l'on appelle le vieillissement physique qui est visible en DSC à la transition vitreuse. Le vieillissement physique diminue le volume libre ce qui a pour conséquence d'augmenter la température de transition vitreuse puisque la mobilité moléculaire est moindre. Il est également rapporté que le volume libre diminue à mesure que les molécules sont orientées [10]. Dans le cas d'échantillons trempés si la surface des échantillons refroidit rapidement les contraintes peuvent orienter les chaînes mais également, ce qui est paradoxal, augmenter le volume libre.



La diminution de l'amplitude du pic de  $\tan \delta$  à la transition vitreuse observé pour l'échantillon recuit, a également été observée par Daane et Matsuoka [8] et Akay et Ozden [9], qui ont étudié l'effet de l'orientation et du traitement thermique du copolymère acrylonitrile-butadiène-styrène et ont montré que les polymères amorphes avec des contraintes résiduelles ont des valeurs de  $\tan \delta$  plus élevées autour de  $T_g$ . Enfin, le mode de relaxation  $\alpha$  commence à plus basse température pour l'échantillon trempé à  $-5^\circ\text{C}$  par rapport à l'échantillon recuit. Ceci peut être causé par la relaxation des contraintes résiduelles dans l'échantillon trempé lorsque l'échantillon approche la température de transition vitreuse et que la mobilité moléculaire augmente.

## 5.2. Effet du traitement thermique sur la densité – observations au MEB

Sur la figure 3, l'évolution de la densité est présentée en fonction de température de trempage. La densité atteint un minimum pour une température de trempage de  $-5^\circ\text{C}$ . Les micrographies obtenues au MEB sur l'échantillon trempé à  $-5^\circ\text{C}$  sont présentées sur la figure 4. L'observation à un fort agrandissement ( $\times 20\,000$ ) permet de constater l'existence de nombreux petits trous ( $0,1$  micromètres) à proximité de la surface des échantillons trempés à l'extérieur de la zone de blanchiment. La cavitation ou décollement des particules de caoutchouc peut être à l'origine de ces vides [12]. En effet les deux phases de l'ABS ont un coefficient de dilatation thermique très différent : les valeurs des coefficients d'expansion sont de  $1,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  pour le SAN et de  $7,6 \cdot 10^{-4}$  pour le polybutadiène.

La diminution de la densité peut également être associée à l'augmentation du volume libre due à la trempage comme nous avons déjà pu l'observer dans des polymères amorphes [2].

L'augmentation de la densité pour l'échantillon trempé à  $-15^\circ\text{C}$  est inattendue. Elle peut être liée à l'existence du mode de relaxation  $\beta_1$  situé à  $-10^\circ\text{C}$ . En effet le mode de relaxation  $\beta_1$  présent à  $-10^\circ\text{C}$  peut avoir permis de relaxer les contraintes induites par la trempage ce qui expliquerait le comportement différent de cet échantillon par rapport aux autres échantillons trempés à des températures supérieures à  $-10^\circ\text{C}$ .

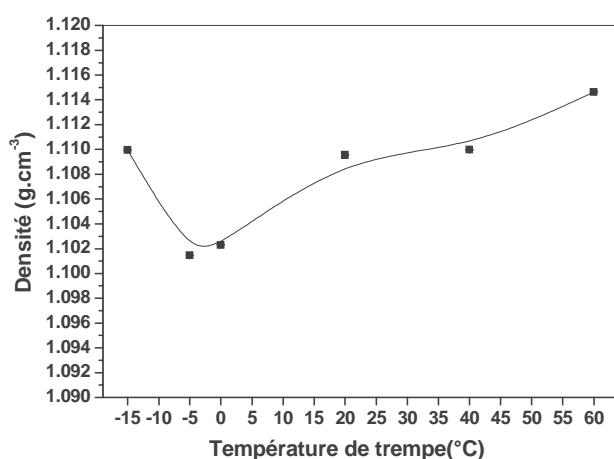


Figure 3 : Densité de l'ABS en fonction de la température de trempage (échantillon recuit  $d = 1,110 \pm 0,001 \text{ g.cm}^{-3}$ ).

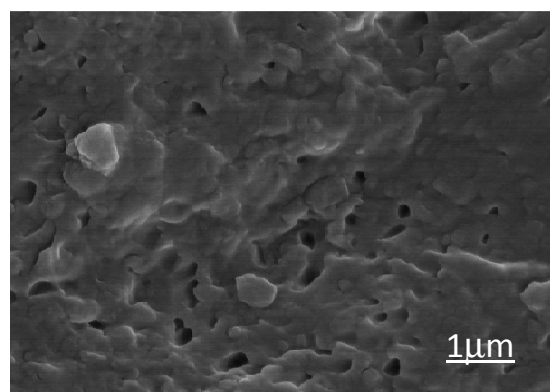


Figure 4 : Micrographie MEB de la surface de rupture près du bord, échantillon de 3 mm d'épaisseur trempé à  $-5^\circ\text{C}$ .

### 5.3. Effet du traitement thermique sur la conductivité thermique

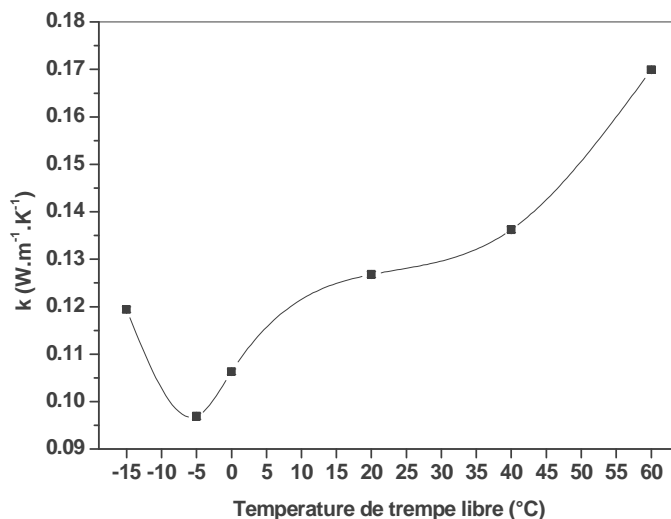


Figure 5 : Conductivité thermique de l'acrylonitrile butadiène styrène (ABS) en fonction de la température de trempe (échantillon recuit,  $k = 0,180 \pm 0,004 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).

La figure 2 montre l'évolution de la conductivité thermique de l'ABS en fonction de la température de trempe. La conductivité thermique atteint un minimum à la température de trempe de  $-5 \text{ °C}$ . Cette modification importante de la valeur de la conductivité thermique par rapport à l'échantillon recuit peut avoir plusieurs origines.

Dans les polymères la variation de la conductivité thermique est souvent interprétée par une variation du volume libre et de l'orientation des segments de chaîne [7].

L'augmentation du volume libre, le décollement entre les deux phases de l'ABS et l'existence de trous de  $0,1 \text{ }\mu\text{m}$  de diamètre peuvent donc expliquer la diminution de la conductivité thermique.

Par ailleurs, la présence de contraintes résiduelles proches de la surface peut également avoir une influence sur la conductivité thermique. En effet ces contraintes peuvent induire une orientation des chaînes perpendiculairement à la direction de propagation du flux de chaleur ou jouer sur la mobilité moléculaire.

### 5.4. Effet du traitement thermique sur les propriétés mécaniques

L'évolution des propriétés mécaniques en traction et de la résistance au choc en fonction de la température de trempe sont présentées sur la figure 6. Le module d'élasticité  $E$  a été pris comme la pente dans la partie linéaire de la courbe contrainte-déformation obtenue lors de l'essai de traction ; la limite élastique a été prise au maximum de la contrainte et l'élongation à la rupture est l'élongation maximum de l'échantillon au moment de la rupture. Des éprouvettes de  $115 \times 12,7 \times 2 \text{ mm}^3$  ont été étudiées selon la norme ASTM D638. Toutes les propriétés présentent soit un minimum soit un maximum pour la température de trempe de  $-5 \text{ °C}$ .

En dehors des résultats obtenus pour la trempe à  $-15^{\circ}\text{C}$ , comme la densité et la conductivité thermique, le module d'élasticité et la limite élastique diminuent avec la température de trempé. Ils restent inférieurs aux propriétés obtenues pour l'échantillon recuit.

A l'opposé, l'élongation à la rupture et la résistance à l'impact augmentent quand la température de trempé diminue. Elles restent supérieures aux propriétés obtenues pour l'échantillon recuit.

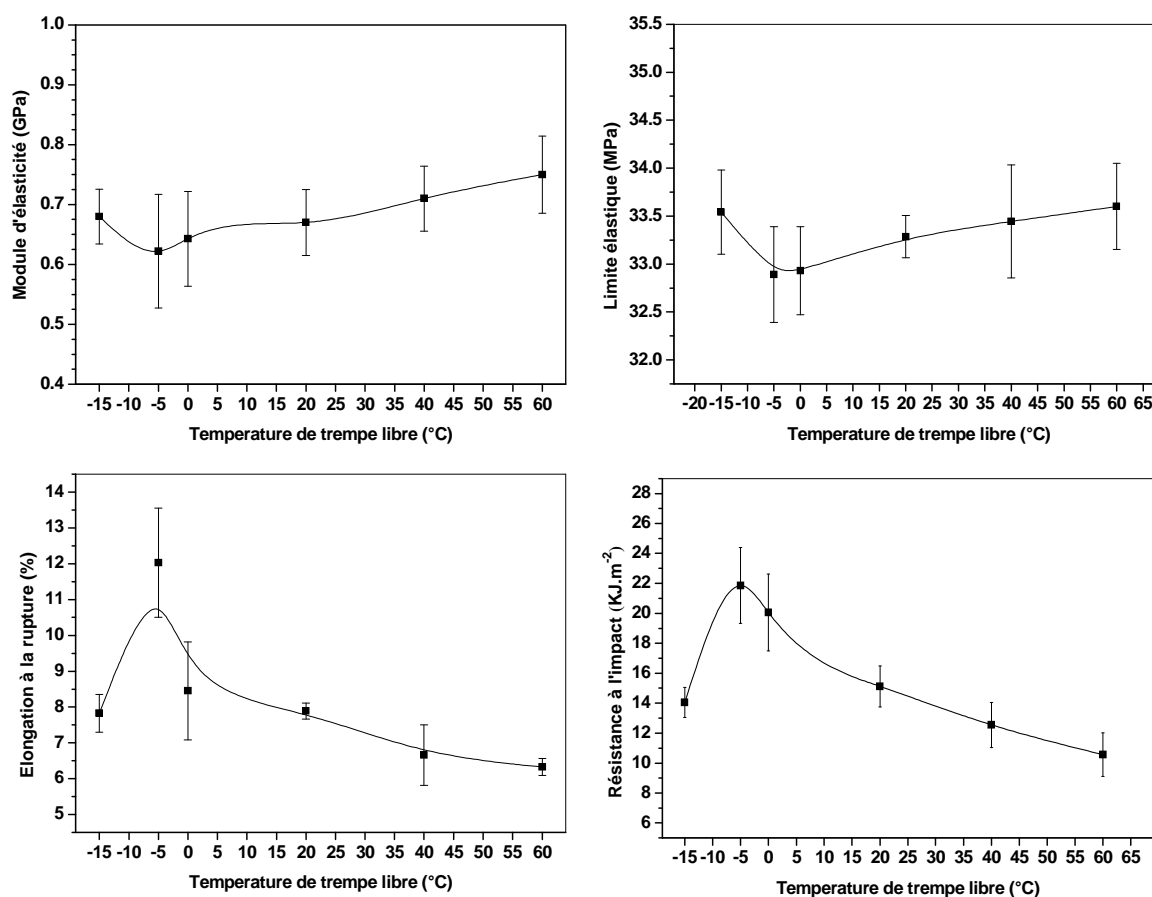


Figure 6 : Evolution des propriétés mécaniques obtenues en traction et de la résistance au choc (test Izod avec entaille) de l'ABS avec la température de trempé (échantillon recuit,  $E = 0.777 \pm 0.056 \text{ GPa}$ ,  $\sigma_y = 35.234 \pm 1.89 \text{ MPa}$ ,  $\varepsilon = 5.88 \pm 1.65\%$ ,  $\alpha_k = 8.236 \pm 1.56 \text{ kJ.m}^{-2}$ ).

La trempe en induisant des vitesses de refroidissement rapides en surface fige les macromolécules hors d'état d'équilibre. Le volume libre est donc plus important et le matériau moins fragile. Le module élastique évolue comme la densité. La limite élastique dépend du glissement des chaînes les unes par rapport aux autres.

Des contraintes résiduelles apparaissent également, en effet, le refroidissement brutal de l'échantillon induit un fort gradient de température et de vitesse de refroidissement dans l'épaisseur. La peau se solidifie en premier, suivie par le cœur. Il s'en suit une mise en compression de la peau et une mise en traction du cœur, le tout formant au final un ensemble auto-équilibré de contraintes. Le fait d'avoir des contraintes de compression en surface permet

donc de limiter la propagation des fissures de surface et donc d'améliorer la ténacité du matériau. Ces contraintes ainsi que les porosités améliorent la résistance au choc. On peut interpréter ce phénomène par une meilleure dissipation de l'énergie par les trous lors du choc. Les trous agissent comme les particules d'élastomère en améliorant la résistance au choc.

## 6. Conclusion

Les résultats présentés dans ce document ont montré l'influence de la trempe sur les propriétés mécaniques, thermophysiques et thermomécaniques de l'ABS. Des porosités ont été observées dans les échantillons trempés. Un mode de relaxation secondaire a été observé à  $-10^{\circ}\text{C}$  en DMA. Globalement, et tant que la température de trempe reste supérieure ou égale à  $-5^{\circ}\text{C}$ , plus la température de trempe diminue plus la densité, la conductivité thermique, le module mécanique et la limite d'élasticité diminuent. A l'opposé l'élongation à la rupture et la résistance à l'impact augmentent.

Ces variations ont été liées à la présence des porosités, l'évolution du volume libre, de la mobilité moléculaire, l'alignement des chaînes, la génération de contraintes résiduelles associées à la trempe. Ce travail a montré que l'utilisation du procédé de trempe libre est un moyen intéressant pour améliorer la résistance au choc mais qu'elle réduit en même temps significativement des propriétés thermophysiques de l'ABS.

L'existence du mode de relaxation secondaire  $\beta_1$  autour de  $-10^{\circ}\text{C}$  a été mise en évidence dans les échantillons qu'ils soient recuits ou trempés. Ce mode de relaxation peut avoir permis de relaxer les contraintes induites par la trempe ce qui expliquerait le comportement différent de l'échantillon trempé à  $-15^{\circ}\text{C}$ . Un comportement similaire a déjà été observé dans le Polycarbonate pigmenté [11].

## Références

- [1] L. J. Broutman, Krishnakumar M., *Polymer Engineering and Science*, 6(1976), 74.
- [2] F. Rouabah, M. Fois, L. Ibos, A. Boudenne, C. Picard, D. Dadache, N. Haddaoui, *Journal of Applied Polymer Science*, 109 (2008), 1507.
- [3] F. Rouabah, K. Ayadi, N. Haddaoui, *Int. J. Polym. Mater.*, 55 (2006), 975.
- [4] J.A. Nairn and P. Zoller, *Journal of Applied Polymer Science*, **20**(1985), 3555.
- [5] A. Boudenne, L. Ibos, E. Gehin, and Y. Candau, *J. Physics D: Appl. Phys.*, 37 (2004), 132.
- [6] A. Boudenne, and L. Ibos, *Meas. Sci. Technol.*(2006).
- [7] A. Boudenne, L. Ibos and Y. Candau, *Handbook of multiphase polymer systems*, Wiley and Sons Ltd, France (2011).
- [8] Daane J.H, Matsuoka S.J., *Polym. Eng. Sci.*, 8 (1968) , 246 – 261.
- [9] Akay A, Ozden S, *J. Mater. Sci.* 30(1995), 3358 – 3368.
- [10] W. Billmeyer. *Textbook of Polymer Science*, 2nd ed., Wiley-Interscience(1971).
- [11] F. Rouabah, D. Dadache, M. Fois and N. Haddaoui, *J Polym Eng.*(2014), 1-7.
- [12] C. B. Bucknall, D.S. Ayre and D. J. Dijkstra, *J. Polymer*, 41(2000), 5937

## Thème 2

# Convection naturelle, mixte et forcée

### Contents

---

Étude expérimentale et numérique du comportement thermique d'une batterie Lithium-ion .	30
Étude numérique de la Convection à double diffusion d'un fluide pseudoplastique dans une cavité partiellement chauffée . . . . .	38
Modélisation du Transfert Thermique par Convection Naturelle Laminaire dans une Enceinte de Chauffe-Eau Solaire . . . . .	46
Analytical and numerical solution for MHD mixed convection in a two sided lid-driven rectangular cavity . . . . .	54
Étude expérimentale et numérique du refroidissement de paroi par transpiration au travers d'un matériau poreux . . . . .	63
Analyse de différents modèles de simulation des grandes échelles pour les écoulements turbulents fortement anisothermes . . . . .	71
Heat convection in a non newtonian fluid . . . . .	79
Modélisation par fluide équivalent des écoulements diphasiques dans les récepteurs solaires verticaux à suspension dense de particules. . . . .	87
Modélisation thermique de la température de câbles chauffants. . . . .	95

---

# Etude expérimentale et numérique du comportement thermique d'une batterie lithium-ion

Rania RIZK\*, Hasna LOUAHLIA, Hamid GUALOUS

NORMANDIE UNIV, UNICAEN, LUSAC, 50000 Saint-Lô, France

\*(auteur correspondant : rania.rizk@unicaen.fr)

**Résumé** - Avec l'essor des nouvelles architectures (électrique et hybride) de traction automobile aux dépens des moteurs thermiques, les systèmes de stockage d'énergie électrique prennent beaucoup d'importance. La durée de vie des batteries lithium-ion, entre autres, les performances et la sécurité constituent un enjeu majeur et dépendent de la température comme paramètre essentiel. Le travail de recherche prévu concerne le refroidissement des batteries afin de limiter les températures de fonctionnement et d'augmenter leur durée de vie. Les travaux, qui seront présentés dans cet article, concernent l'estimation du comportement thermique d'une batterie lithium-ion dans le but d'obtenir les paramètres nécessaires à la conception d'un système de refroidissement. Ce travail porte sur les études expérimentale et numérique du comportement thermique d'une batterie lithium-ion de capacité 60 Ah. Cet article présente une caractérisation thermique de la batterie pour des conditions d'usage réel. Une présentation détaillée du dispositif expérimental et de l'instrumentation de la batterie est faite. Une approche numérique a été développée en parallèle, pour estimer les températures sur les parois de la batterie durant une phase de charge ou de décharge pour plusieurs courants de sollicitation. La méthode numérique ADI (Alternating Direction Implicit) a été adoptée pour la résolution de l'équation de la chaleur. Les résultats des études expérimentale et numérique sont comparés pour valider le modèle.

## Nomenclature

$C_p$	capacité thermique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$I$	intensité de courant, A	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$P$	puissance, W	$\Phi_{vol}$	densité volumique de flux, $W.m^{-3}$
$R$	résistance électrique, $\Omega$		
$T$	température, K		
$U_{OC}$	tension en circuit ouvert, V		
$V_{bat}$	volume de la batterie, $m^3$		
			<i>Indices et exposants</i>
			<i>amb</i> ambiante
			<i>conv</i> convection
			<i>S</i> surface
			<i>u</i> direction (x, y ou z)
			<i>Symboles grecs</i>

## 1. Introduction

Les véhicules électriques et hybrides se développent de manière significative depuis l'augmentation du prix des énergies fossiles et de la pollution [1]. Ces véhicules nécessitent des systèmes de stockage d'énergie efficaces et à longue durée de vie. Les batteries lithium-ion sont les plus couramment utilisées pour ces applications ayant une énergie spécifique, une densité de puissance [2], [3] et une tension nominale élevées ainsi qu'un faible taux d'autodécharge [4] par rapport aux autres technologies de batterie. Dans les véhicules électriques et hybrides, les batteries sont soumises à des conditions de fonctionnement sévères, ce qui peut conduire à des performances réduites et à une détérioration de la batterie dans des conditions extrêmes. L'augmentation de la température diminue la durée de vie des cellules et est la principale cause du vieillissement accéléré [5], [6]. La température affecte l'électrochimie du système : elle affecte la cinétique des réactions et la tension de référence de l'accumulateur. Pour un

fonctionnement optimal des batteries, il est conseillé de les utiliser à des températures comprises entre 20 °C et 40 °C [7]. La conception d'un système de gestion thermique est donc essentielle pour un meilleur fonctionnement des batteries dans l'application automobile. À cette fin, plusieurs chercheurs ont étudié le comportement thermique des batteries numériquement ou expérimentalement [5], [8]–[10]. La chaleur générée dans la batterie peut être calculée ou mesurée directement à l'aide d'un calorimètre à débit accéléré ou d'un calorimètre adiabatique [10]. Il existe deux méthodes pour calculer la production de chaleur à l'intérieur d'une batterie. La première est basée sur les propriétés électriques mesurées pour calculer la chaleur générée en utilisant l'équation de Bernardi et al. [11]. La deuxième méthode consiste à utiliser les réactions électrochimiques pour calculer directement la production de chaleur [12] ou les propriétés électriques de la batterie [13]. Les modèles basés sur les propriétés électriques mesurées sont simples comparés aux modèles électrochimiques. La combinaison d'études numérique et expérimentale permet de mieux comprendre le comportement thermique des batteries au lithium. Ce travail vise à étudier expérimentalement le comportement thermique d'une batterie lithium-ion prismatique de grande capacité. Un modèle thermique simple est présenté et les résultats numériques sont comparés avec les résultats expérimentaux.

## 2. Banc expérimental

Le banc expérimental utilisé pour la caractérisation thermique de la batterie lithium-ion est illustré dans la Figure 1. Il se compose principalement de la batterie étudiée accrochée par ses câbles et connectée à une charge active et une alimentation à courant continu. Une caméra infrarouge est placée devant la batterie pour suivre l'évolution de la température sur sa surface. La batterie subit des cycles de charge et de décharge jusqu'à ce que sa température atteigne le régime permanent.

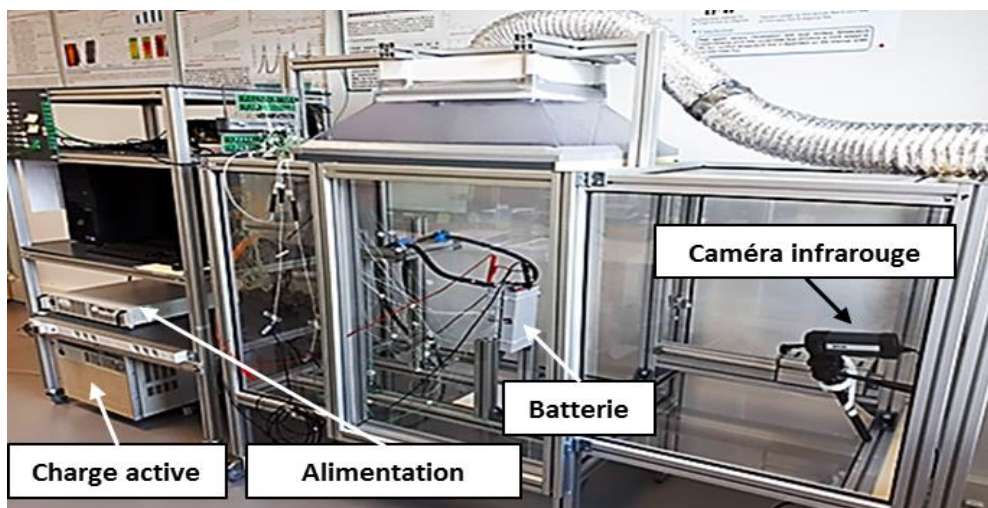


Figure 1 : Banc expérimental

Le schéma représentatif du circuit électrique est présenté dans la Figure 2. Durant la charge, les relais R1 et R3 sont fermés et l'alimentation charge la batterie à courant constant jusqu'à ce que sa tension atteigne une tension maximale de 3,4V. Durant la décharge, les relais R2 et R3 sont fermés et la batterie est déchargée à courant constant en utilisant une charge active jusqu'à ce qu'elle atteigne une tension minimale de 2,6V. Les tensions minimale et maximale ainsi que le courant et le nombre de cycles sont entrés par l'utilisateur sur LabVIEW. Ce programme enregistre également la tension, le courant et la température durant les tests en utilisant le

système d'acquisition NI-cDAQ. La batterie prismatique étudiée de capacité 60Ah est de type Lithium Fer Phosphate. Des thermocouples de type K préalablement étalonnés (précision  $\pm 0.2K$ ) sont placés sur la surface de la batterie afin de suivre l'évolution de la température de surface. Des fluxmètres GreenTEG g-SKIN sont également placés sur la surface de la batterie afin de mesurer la densité de flux dissipé par la batterie au cours des tests.

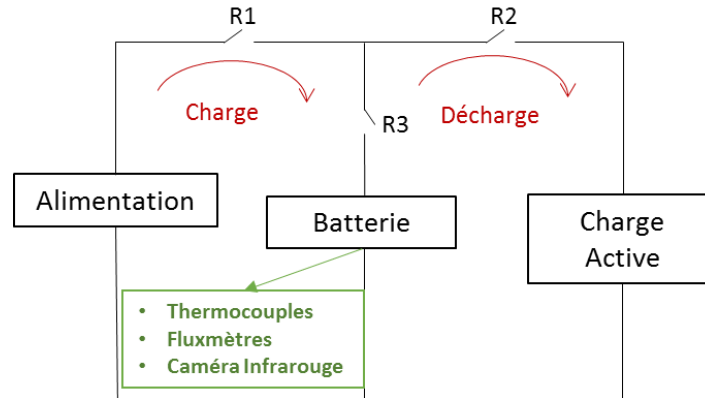


Figure 2 : Schéma du circuit électrique

### 3. Modèle thermique

Selon le premier principe de la thermodynamique appliqué à la batterie, le bilan énergétique s'écrit suivant l'équation (1) [11], où  $\rho$ ,  $C_p$  et  $\lambda$  sont la densité, la capacité thermique et la conductivité thermique.  $\Phi_{vol}$  représente la densité volumique de flux thermique  $P$  produite par la batterie comme l'indique l'équation (2). La batterie est accrochée par ses câbles et n'est donc soumise qu'à la convection naturelle et le rayonnement. Les conditions aux limites se traduisent par la relation de l'équation (3) où  $u$  représente la direction du transfert thermique ( $x$ ,  $y$  ou  $z$ ),  $h_u$  le coefficient global d'échange de la surface de normale  $u$ ,  $\Phi_{conv,u}$  le flux convectif (incluant également l'échange thermique par rayonnement),  $T_{S,u}$  la température moyennée sur la surface de normale  $u$  et  $T_{amb}$  la température ambiante.

$$\rho C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_x \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda_z \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \Phi_{vol} \quad (1)$$

$$\Phi_{vol} = P / V_{bat} \quad (2)$$

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial u} = \Phi_{conv,u} = h_u \cdot (T_{S,u} - T_{amb}) \quad (3)$$

Le flux de chaleur dissipé par la batterie à chaque instant est la somme de la chaleur irréversible (effet Joule) et de la chaleur réversible (entropie) (équation (4)).  $R$  est la résistance électrique totale de la batterie,  $I$  est le courant considéré comme positif pour la décharge et négatif pour la charge,  $T$  est la température de la cellule et  $\frac{\partial U_{OC}}{\partial T}$  est la dérivée par rapport à la température de la tension en circuit ouvert.

$$P = R \cdot I^2 - I \cdot T \cdot \frac{\partial U_{OC}}{\partial T} \quad (4)$$



Afin de résoudre le bilan énergétique, certains paramètres sont à déterminer expérimentalement ou à l'aide de la littérature en considérant qu'ils restent constants tout au long de l'essai et sont indépendants de la température. En régime permanent, le flux de chaleur produit par la batterie est égal au flux dissipé vers l'air ambiant par convection naturelle et par rayonnement. Ainsi, les coefficients globaux d'échange sont calculés d'après les densités de flux mesurées par les fluxmètres suivant les trois directions ainsi que les températures de surface correspondantes.

La batterie est composée de couches de différents matériaux, par conséquent, les conductivités thermiques équivalentes  $\lambda_x$ ,  $\lambda_y$  et  $\lambda_z$  sont calculées en utilisant les équations de résistances en série pour  $\lambda_x$  et en parallèle pour  $\lambda_y$  et  $\lambda_z$  à l'aide des conductivités des différents matériaux ainsi que les épaisseurs issues de la littérature. Les paramètres d'entrée du modèle thermique ainsi que leur méthode de détermination et les équations sont résumés dans le Tableau 1.

Grandeur	Valeur	Détermination	Référence	Equation
$\lambda_x$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	0.485	Littérature	[10], [14], [15]	$\lambda_x = \frac{\sum_i l_i}{\sum_i \frac{l_i}{\lambda_i}}$
$\lambda_y$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	13.55	Littérature	[10], [14], [15]	$\lambda_y = \frac{\sum_i \lambda_i l_i}{\sum_i l_i}$
$\lambda_z$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	13.55	Littérature	[10], [14], [15]	$\lambda_z = \frac{\sum_i \lambda_i l_i}{\sum_i l_i}$
$h_x$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )	6	Expérimentalement	-	$h_x = \frac{\phi_x}{T_{S,x} - T_{amb}}$
$h_y$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )	10	Expérimentalement	-	$h_y = \frac{\phi_y}{T_{S,y} - T_{amb}}$
$h_z$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )	9	Expérimentalement	-	$h_z = \frac{\phi_z}{T_{S,z} - T_{amb}}$
$\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	1800	Expérimentalement	-	$\rho = \frac{m_{batterie}}{V_{batterie}}$
$C_p$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	960	Littérature	[14], [16]	$C_p = \frac{\sum_i \rho_i l_i C_{p_i}}{\sum_i \rho_i l_i}$

Tableau 1: Paramètres d'entrée du modèle thermique

La résistance électrique de la batterie est déterminée expérimentalement à l'aide de la procédure FreedomCAR [17]. Des résistances de 1.6 mΩ en charge et 0.9 mΩ en décharge sont alors calculées. La dérivée de la tension en circuit ouvert, par rapport à la température est extraite des travaux de Forgez et al. [18].

Ayant déterminé les propriétés thermiques et physiques de la batterie ainsi que les sources de chaleur, les équations du modèle sont résolues en régime transitoire par la méthode ADI (Alternating Direction Implicit).

## 4. Résultats

### 4.1. Températures en convection naturelle

L'image infra-rouge de la Figure 3, est prise pour un courant de sollicitation de 60 A en régime permanent et à une température ambiante de 24°C. Pour régler l'émissivité, un thermocouple est placé sur la surface de la batterie exposée à la caméra infra-rouge. En entrant une température connue et ayant la température mesurée par la caméra, le logiciel permet de régler l'émissivité. Nous observons que la zone la plus chaude se trouve à 75% de la hauteur de la batterie. Le point le plus chaud de la surface de la batterie est indiqué sur l'image et a une température d'environ 36°C.

Le taux de chaleur produite dans le cœur actif de la batterie dépend du courant de sollicitation comme vu dans l'équation (4) ; augmenter le courant de sollicitation résulte alors en une augmentation de la température de la batterie.

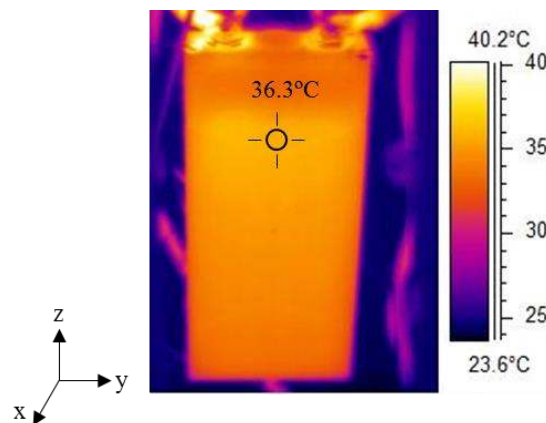


Figure 3: Image infrarouge en régime permanent pour un courant de 60A

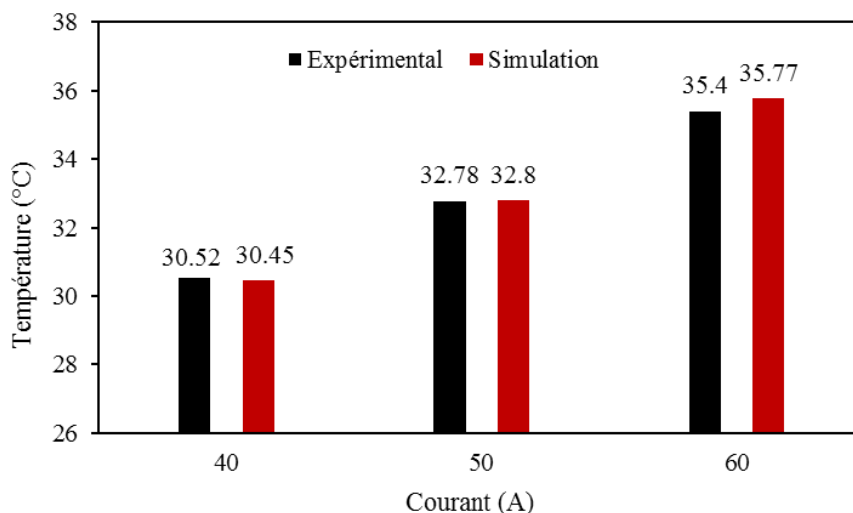


Figure 4 : Température maximale de surface expérimentale et simulée de surface pour 40A, 50A et 60A

Dans le graphe de la Figure 4, la température maximale de surface obtenue en régime transitoire par simulation est comparée à la température mesurée expérimentalement pour des

courants de sollicitation de 40A, 50A et 60A. Les résultats de la simulation sont en accord avec les résultats des essais expérimentaux. La déviation maximale observée entre la simulation et l'expérience est d'environ 1%.

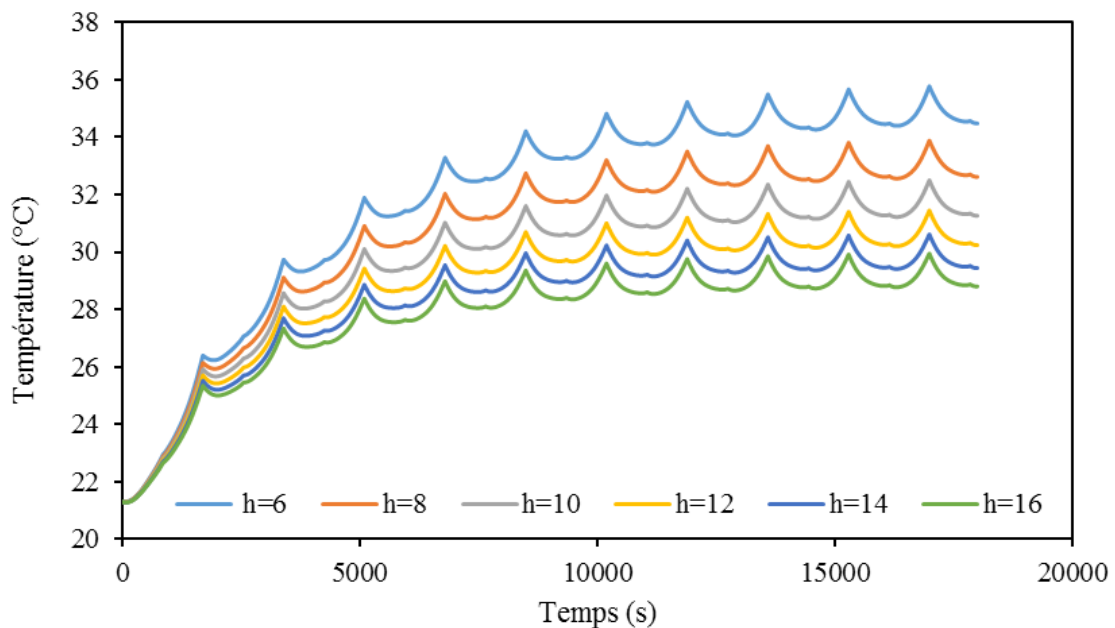


Figure 5 : Evolution de la température maximale en fonction du temps pour différents coefficients de convection pour 60A

#### 4.2. Températures en convection forcée

Ayant validé expérimentalement le modèle thermique, la température du point le plus chaud de la surface est simulée dans le cas d'une convection forcée pour plusieurs valeurs du coefficient d'échange  $h$  de la surface de normale l'axe  $Ox$  (Figure 5).

Les fluctuations de température observées sont dues à la chaleur entropique produite par l'insertion et la désinsertion des ions lithium dans les structures de la cathode et l'anode lors de la charge et la décharge. L'évolution globale de la température est due à la somme de la chaleur irréversible produite par effet joule dans la résistance électrique interne de la batterie et de la chaleur entropique réversible.

Le régime permanent est atteint plus rapidement pour des coefficients d'échange plus importants comme le montre la Figure 5. Bien que la température en régime permanent soit plus faible pour des coefficients d'échange plus importants, la diminution de température n'est pas linéairement liée à ce coefficient. Par conséquent, augmenter significativement le coefficient d'échange ne permet pas un gain significatif au niveau de la température. Un compromis est donc à trouver entre le gain en température et la consommation d'énergie électrique du ventilateur.

La Figure 6 présente l'évolution de la température maximale relative à la température ambiante en régime transitoire en fonction du coefficient d'échange pour un courant de sollicitation de 60A. Cette courbe n'est pas linéaire

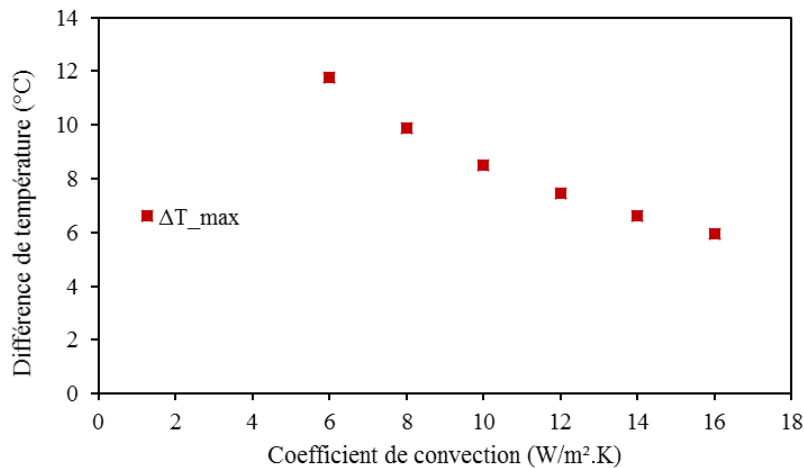


Figure 6 : Température maximale relative en régime permanent en fonction du coefficient d'échange pour 60A

## 5. Conclusion

Les résultats d'études expérimentale et numérique du comportement thermique d'une batterie lithium-ion sont présentés. Un modèle thermique tridimensionnel simple se basant sur les valeurs moyennes des grandeurs thermo-physiques a été développé. Il a permis de simuler le comportement thermique d'une batterie soumise à des cycles consécutifs de charge/décharge, en régime transitoire ainsi qu'en régime permanent.

Le point le plus chaud de la surface de la batterie a été repéré et étudié expérimentalement et numériquement. Les résultats de la simulation sont en concordance avec les résultats des essais expérimentaux. Ceci a permis l'utilisation du modèle numérique pour traiter le cas de la convection forcée en examinant l'influence du coefficient d'échange sur la température maximale de surface.

## Références

- [1] S. Panchal, I. Dincer, M. Agelin-Chaab, R. Fraser, and M. Fowler, "Experimental and theoretical investigation of temperature distributions in a prismatic lithium-ion battery," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 99, pp. 204–212, Jan. 2016.
- [2] A. Kuperman, U. Levy, J. Goren, A. Zafransky, and A. Savernin, "Battery Charger for Electric Vehicle Traction Battery Switch Station," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 60, no. 12, pp. 5391–5399, Dec. 2013.
- [3] M.-Y. Kim, C.-H. Kim, J.-H. Kim, and G.-W. Moon, "A Chain Structure of Switched Capacitor for Improved Cell Balancing Speed of Lithium-Ion Batteries," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 61, no. 8, pp. 3989–3999, Aug. 2014.
- [4] A. El Mejdoubi, S. Member, A. Ouakaour, H. Chaoui, S. Member, H. Gualous, J. Sabor, and Y. Slamani, "State-of-Charge and State-of-Health Lithium-Ion Batteries ' Diagnosis According to Surface Temperature Variation," vol. 63, no. 4, pp. 2391–2402, 2016.
- [5] A. Samba, N. Omar, H. Gualous, Y. Firouz, P. Van den Bossche, J. Van Mierlo, and T. I. Boubekeur, "Development of an Advanced Two-Dimensional Thermal Model for Large size Lithium-ion Pouch Cells," *Electrochim. Acta*, vol. 117, pp. 246–254, Jan. 2014.
- [6] S. Goutam, J.-M. Timmermans, N. Omar, P. Bossche, and J. Van Mierlo, "Comparative Study of Surface Temperature Behavior of Commercial Li-Ion Pouch Cells of Different Chemistries

- and Capacities by Infrared Thermography,” *Energies*, vol. 8, no. 8, pp. 8175–8192, Aug. 2015.
- [7] H. Teng, Y. Ma, K. Yeow, and M. Thelliez, “An Analysis of a Lithium-ion Battery System with Indirect Air Cooling and Warm-Up,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 4, no. 3, pp. 2011-01–2249, Sep. 2011.
- [8] T. Wang, K. J. Tseng, and J. Zhao, “Development of efficient air-cooling strategies for lithium-ion battery module based on empirical heat source model,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 90, pp. 521–529, Nov. 2015.
- [9] Y. Abdul-Quadir, T. Laurila, J. Karppinen, K. Jalkanen, K. Vuorilehto, L. Skogström, and M. Paulasto-Kröckel, “Heat generation in high power prismatic Li-ion battery cell with LiMnNiCoO<sub>2</sub> cathode material,” *Int. J. Energy Res.*, vol. 38, no. 11, pp. 1424–1437, Sep. 2014.
- [10] S. C. Chen, C. C. Wan, and Y. Y. Wang, “Thermal analysis of lithium-ion batteries,” *J. Power Sources*, vol. 140, no. 1, pp. 111–124, Jan. 2005.
- [11] D. Bernardi, E. Pawlikowski, and J. Newman, “A general energy balance for battery systems,” *Electrochem. Soc. J. (ISSN 0013-4651)*, vol. 132, Jan. 1985, p. 5-12., vol. 132, pp. 5–12, 1985.
- [12] C. Zhu, X. Li, L. Song, and L. Xiang, “Development of a theoretically based thermal model for lithium ion battery pack,” *J. Power Sources*, vol. 223, pp. 155–164, Feb. 2013.
- [13] C. R. Pals and J. Newman, “Thermal Modeling of the Lithium/Polymer Battery,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 142, no. 10, p. 3274, Oct. 1995.
- [14] Lin Cheng, Chen Ke, Sun Fengchun, Tang Peng, and Zhao Hongwei, “Research on thermo-physical properties identification and thermal analysis of EV Li-ion battery,” in *2009 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference*, 2009, pp. 1643–1648.
- [15] R. Sabbah, R. Kizilel, J. R. Selman, and S. Al-Hallaj, “Active (air-cooled) vs. passive (phase change material) thermal management of high power lithium-ion packs: Limitation of temperature rise and uniformity of temperature distribution,” *J. Power Sources*, vol. 182, no. 2, pp. 630–638, Aug. 2008.
- [16] R. Liu, J. Chen, J. Xun, K. Jiao, and Q. Du, “Numerical investigation of thermal behaviors in lithium-ion battery stack discharge,” *Appl. Energy*, vol. 132, pp. 288–297, Nov. 2014.
- [17] G. Hunt, “FreedomCAR Battery Test Manual For Power-Assist Hybrid Electric Vehicles,” 2003.
- [18] C. Forgez, D. Vinh Do, G. Friedrich, M. Morcrette, and C. Delacourt, “Thermal modeling of a cylindrical LiFePO<sub>4</sub>/graphite lithium-ion battery,” *J. Power Sources*, vol. 195, no. 9, pp. 2961–2968, 2010.

# Etude numérique de la convection à double diffusion d'un fluide pseudoplastique dans une cavité partiellement chauffée.

Nihal TOUDJA<sup>1\*</sup>, Nabila LABSI<sup>1</sup>, Youb Khaled BENKAHLA<sup>1</sup>, Abdelkader BOUTRA<sup>1</sup>, Seif-Eddine OUYAHIA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Phénomènes de Transfert, FGMGP  
 Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene  
 BP. 32 El Alia, 16111 Bab Ezzouar, Alger, Algérie  
 \*(auteur correspondant : [nihale.toudja@gmail.com](mailto:nihale.toudja@gmail.com))

**Résumé** - Dans le présent travail, nous avons évalué le transfert de chaleur et de masse lors de la convection à double diffusion d'un fluide non newtonien pseudoplastique dans une cavité carrée partiellement chauffée. La résolution des équations générales de conservation est basée sur la méthode des volumes finis, en utilisant des volumes de contrôles et un maillage uniforme. Le couplage vitesse-pression est traité par l'algorithme SIMPLER. L'étude se focalise sur l'influence occasionnée par les variations du nombre de Richardson et l'indice de la loi de puissance sur la structure de l'écoulement et le transfert de chaleur et de masse. L'analyse des résultats de cette étude montre que, d'une part le transfert de chaleur et de masse diminue avec l'augmentation du nombre de Richardson pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement et que, d'autre part, l'accroissement de l'indice d'écoulement fait augmenter le transfert thermique et massique.

## Nomenclature

$C$	concentration	$u, v$	composantes de vitesse, m / s
$D$	diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$	$U, V$	vitesses adimensionnelles
$g$	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	$x$	coordonnée longitudinale, m
$Gr_T$	nombre de Grashof Thermique	$y$	coordonnée transversale, m
$Gr_S$	nombre de Grashof solutale	$X, Y$	coordonnées adimensionnelles
$i$	incrémentations des nœuds suivant x	<i>Symboles grecs</i>	
$j$	incrémentations des nœuds suivant y	$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$K$	consistance du fluide, $Pa.s^n$	$\beta$	coefficient de dilatation thermique, $K^{-1}$
$L$	longueur de la cavité, m	$\phi$	concentration adimensionnelle
$Le$	nombre de Lewis	$\Phi$	variable dépendante
$n$	indice d'écoulement	$\mu$	viscosité dynamique du fluide, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
$N$	le rapport de poussée	$\theta$	température adimensionnelle
$Nu$	nombre de nusselt	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$p$	pression, Pa	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	pression adimensionnelle	$C$	chaud
$Pr$	nombre de Prandtl	$F$	froid
$Re$	nombre de Reynolds	$0$	référence
$Ri$	nombre de Richardson	$moy$	moyen
$Sh$	nombre de Sherwood		
$T$	température, K		

## 1. Introduction

L'analyse de l'écoulement et du transfert de chaleur dans les cavités est l'un des problèmes les plus étudiés dans les domaines des thermo-fluides. De nombreuses études ont été menées sur l'écoulement et le transfert de chaleur dans les cavités, en considérant diverses combinaisons des gradients de température imposés et différentes configurations de cavités.

En fait, la configuration de la cavité entraînée est rencontrée dans de nombreuses applications techniques et industrielles telles que le refroidissement d'équipement électronique, les capteurs solaires et les échangeurs de chaleur. De plus, les applications se combinent généralement avec le transfert de masse.

De nombreuses études ont traité de la convection mixte au sein des cavités, vue son implication dans divers systèmes et processus industriels. Kefayati [1] a étudié numériquement la Convection mixte à double diffusion d'un fluide non newtonien pseudoplastique dans une cavité, la méthode numérique utilisée est celle de Lattice Boltzmann. Les résultats indiquent que l'augmentation du nombre de Richardson diminue le transfert de chaleur et de masse. Nayak et *al* [2] ont étudié numériquement la Convection mixte thermosolutale d'un fluide non newtonien au sein d'une cavité. Maghlay et *al* [3] ont étudié la convection mixte dans une cavité rectangulaire, sous l'effet de la flottabilité combinée de la diffusion thermique et de la masse. L'écoulement convectif à double diffusion dans une enceinte rectangulaire à surface supérieure mobile a été étudié numériquement. Ils ont signalé que le transfert de chaleur et de masse augmentait à mesure que le nombre de Richardson diminuait, l'augmentation du nombre de Lewis entraînant une augmentation du transfert de masse sans effet significatif sur le transfert de chaleur. Al-Amiri et *al* [4] ont étudié la convection mixte dans une cavité carrée sous l'effet de la flottabilité combinée de la diffusion thermique et de la masse. Le transfert de chaleur et de masse ont été examinés en utilisant plusieurs paramètres opérationnels sans dimension, tels que le nombre de Richardson et le nombre de Lewis.

Dans le présent travail, nous étudions numériquement le transfert de chaleur et de masse par mode de convection mixte d'un fluide non newtonien pseudoplastique confinés dans une cavité carrée partiellement chauffée. Des simulations numériques ont été réalisées pour prédire les effets du nombre de Richardson, et de l'indice d'écoulement sur la structure de l'écoulement et sur le transfert de chaleur et de masse.

## 2. Mise en équations du problème physique

### 2.1. Présentation du problème physique

Comme schématisé à travers la figure 1, il s'agit d'une cavité carrée bidimensionnelle de longueur  $L$ , remplie d'un fluide non newtonien pseudoplastique. La paroi verticale droite est maintenue à une température constante  $T_F$ , tandis que la paroi gauche est partiellement chauffée à une température  $T_C$ , sur une longueur  $d = L/3$ , dont  $T_C > T_F$ . La concentration de la paroi droite est maintenue plus élevée que celle de la paroi gauche ( $C_F < C_C$ ). Les parties restantes de la paroi gauche ainsi que les deux parois horizontales sont considérées comme adiabatiques, alors que la paroi horizontale supérieure est animée d'un mouvement de translation horizontale.

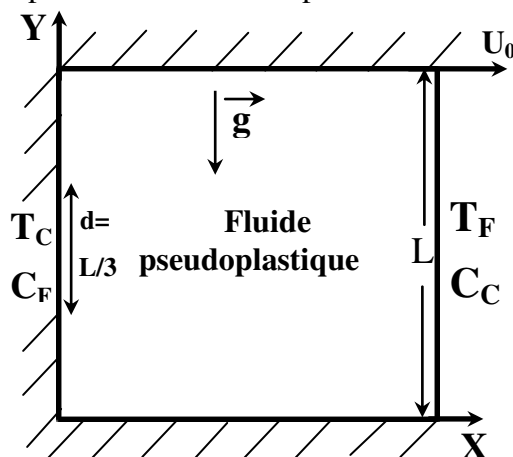


Figure 1 : Schématisation du problème physique.

## 2.2. Equations générales de conservation et conditions aux limites

Les équations de continuité, de la quantité de mouvement, de l'énergie et celle de diffusion forment le système d'équations qui régit l'écoulement et le transfert de chaleur et de masse au sein de notre enceinte carrée. Sous forme adimensionnelle, ce système peut s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left[ 2 \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\mu_a}{K} \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( \frac{\mu_a}{K} \left( \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right) \right] \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left[ 2 \frac{\partial}{\partial Y} \left( \frac{\mu_a}{K} \frac{\partial V}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\mu_a}{K} \left( \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right) \right) \right] + \text{Ri}(\theta + N\phi) \quad (3)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$

$$U \frac{\partial \phi}{\partial X} + V \frac{\partial \phi}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Le Re Pr}} \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} \right) \quad (5)$$

Pour un fluide non-newtonien purement visqueux qui suit le modèle d'Ostwald-De Waele (loi de puissance), La viscosité apparente  $\mu_a$  s'écrit sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\mu_a = K \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y} \right)^2 \right\}^{(n-1)/2} \quad (6)$$

Les variables réduites utilisées lors de l'adimensionnement des équations (1-5) ainsi que les nombres de Reynolds, de Grashof thermique et de Richardson, de Prandtl, et de Lewis et le rapport de poussée sont respectivement données par les expressions suivantes :

$$X = \frac{x}{L}, \quad Y = \frac{y}{L}, \quad U = \frac{u}{U_0}, \quad V = \frac{v}{U_0}, \quad P = \frac{p}{\rho U_0^2}, \quad \theta = \frac{T - T_F}{T_C - T_F}, \quad \phi = \frac{C - C_F}{C_C - C_F} \quad (7)$$

$$\text{Re} = \frac{\rho U_0 L}{\mu_a}, \quad \text{Gr}_T = \frac{g \beta_f (T_H - T_C) L^3 \rho_f^2}{\mu_a^2}, \quad \text{Ri} = \frac{\text{Gr}_T}{\text{Re}^2}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu_a}{\rho \alpha}, \quad \text{Le} = \frac{\alpha}{D}, \quad N = \frac{\text{Gr}_s}{\text{Gr}_T} \quad (8)$$

Les conditions aux limites adimensionnelles associées aux équations de conservation citées précédemment, sont comme suit :

$$Y = 0, \quad 0 \leq X \leq 1, \quad U = V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial \phi}{\partial Y} = 0 \quad (9)$$

$$Y = 1, \quad 0 \leq X \leq 1, \quad U = 1, \quad V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial \phi}{\partial Y} = 0 \quad (10)$$

$$X = 0, \quad U = V = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{\partial \phi}{\partial X} = 0 \quad (\text{à l'exception de la partie chaude}) \quad (11)$$

$$X = 0, \quad 1/3 \leq Y \leq 2/3, \quad \theta = 1, \quad \phi = 0 \quad (12)$$

$$X = 1, \quad 0 \leq Y \leq 1, \quad U = V = 0, \quad \theta = 0, \quad \phi = 1 \quad (13)$$



Le nombre de Nusselt est calculé par le produit du coefficient de transfert thermique par convection et la longueur caractéristique rapporté à la conductivité thermique du fluide. Le remplacement du coefficient de transfert thermique par convection, par la loi de Newton et le flux apparaissant dans la loi de Newton par celui de la loi de Fourier à la paroi. On obtient à la fin, les expressions suivantes:

$$Nu_c = \left( -\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{X=0} \quad Nu_{moy} = \int_0^1 Nu_c dY \quad (14)$$

Le nombre locale et moyen de Sherwood sont calculés comme suit:

$$Sh_c = \left( -\frac{\partial \phi}{\partial X} \right)_{X=1} \quad Sh_{moy} = \int_0^1 Sh_c dY \quad (15)$$

### 3. Procédure numérique et validation

La résolution des équations générales est effectuée par le biais de la méthode des volumes finis et ce, en adoptant des volumes de contrôles quadrilatéraux et un maillage uniforme. Comme l'équation de la quantité de mouvement est écrite par les variables primitives (U, V et P), la procédure itérative tient compte de la correction de pression et ce, par l'implémentation de l'algorithme SIMPLER [5]. Le critère de convergence imposé à la fonction de courant, la température ainsi qu'à la pression est définie comme suit :

$$\frac{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N |\Phi_{i,j}^{k+1} - \Phi_{i,j}^k|}{\sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N |\Phi_{i,j}^{k+1}|} \leq 10^{-5} \quad (16)$$

De manière à vérifier la fiabilité de nos simulations numériques, nous confrontons nos résultats à ceux de Kefayati [1], qui a traité numériquement le cas de la convection mixte à double diffusion d'un fluide non newtonien pseudoplastique au sein d'une cavité carrée. La comparaison de la structure des lignes de courant, des isothermes et les isoconcentrations (figure2) et la distribution du nombre de Nusselt local le long de la paroi chaude pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement (figure 3) montrent une bonne concordance entre les résultats. Ceci permet donc de valider notre code de calcul.

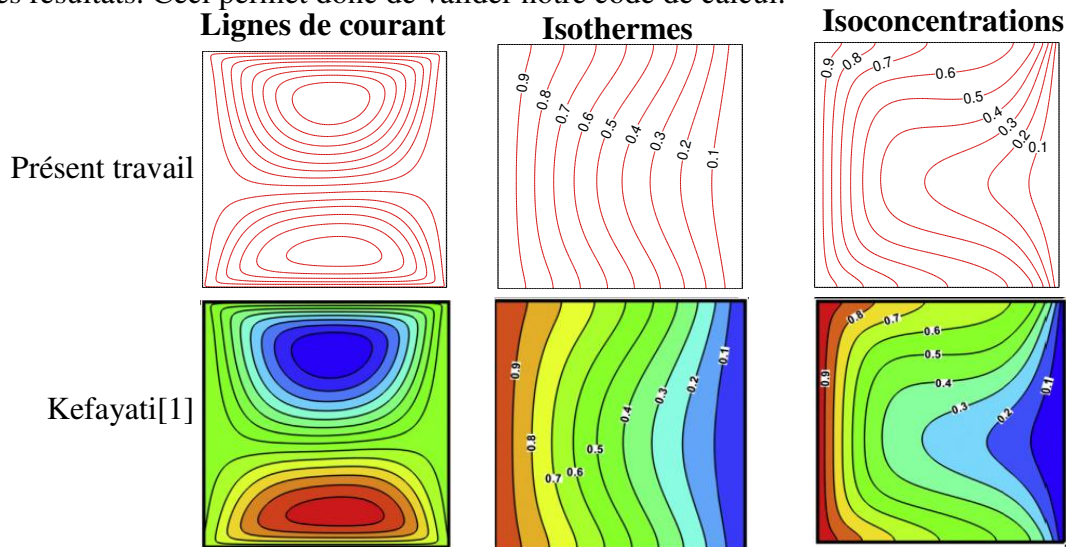


Figure 2 : Lignes de courant, isothermes et isoconcentrations, pour  $n = 0.6$ ;  $Ri = 1$ ;  $Le = 5$ .

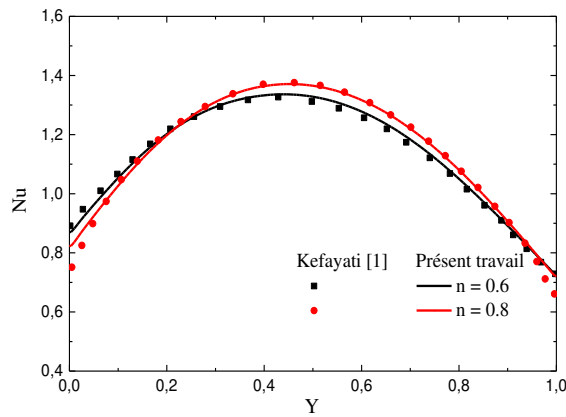
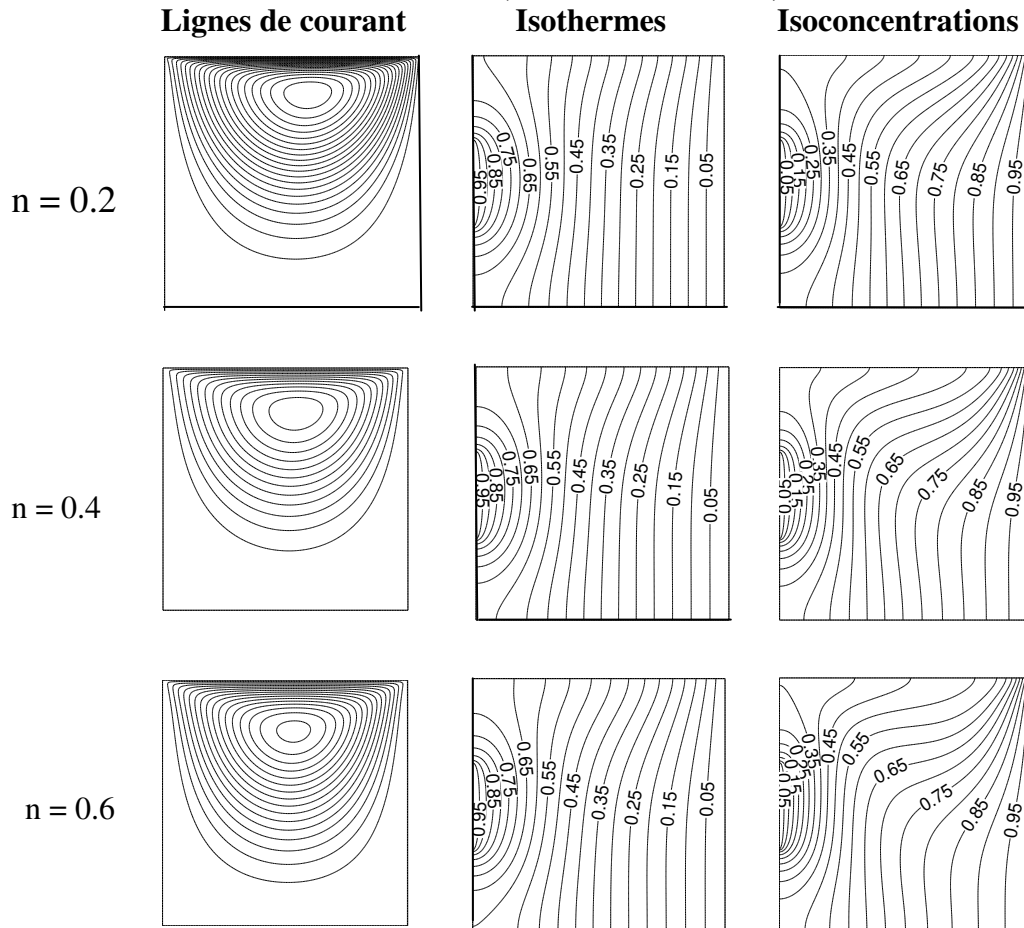


Figure 3 : Le nombre local de Nusselt le long de la paroi chaude pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement.  $Ri = 1$ ;  $Le = 5$ .

#### 4. Résultats et discussion

La figure4, représente le comportement hydrodynamique (lignes de courant) thermique (isothermes) et massique (isoconcentrations) d'un fluide non newtonien pseudoplastique pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement (0.2, 0.4, 0.6, 0.8 et 1)



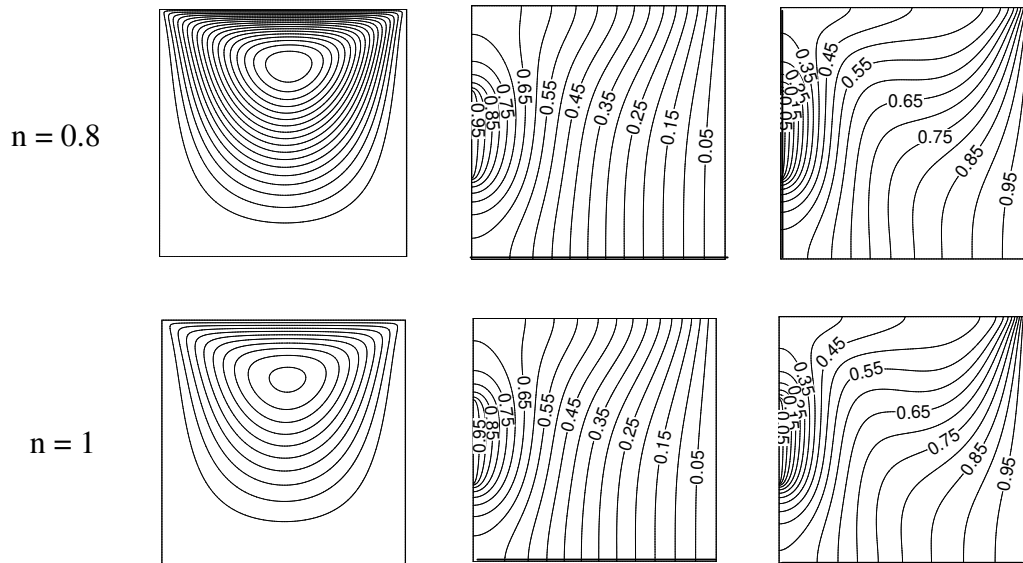
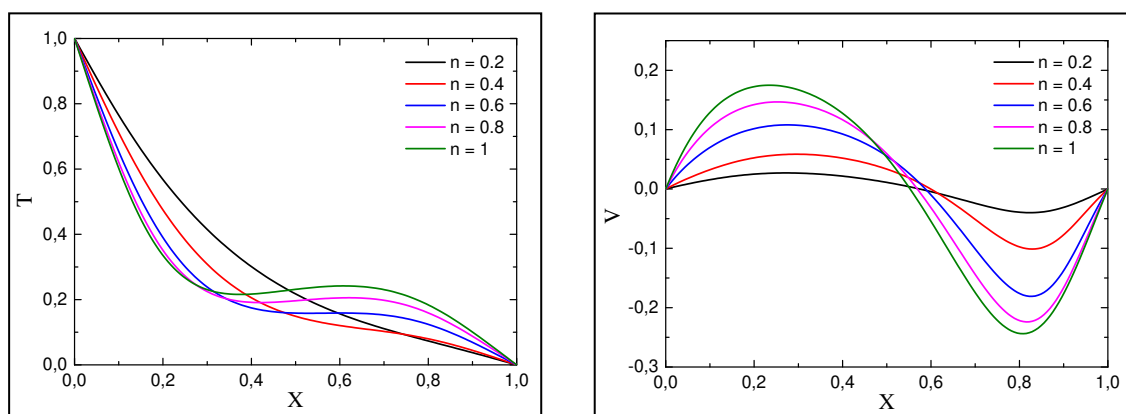


Figure 4 : Lignes de courant, isothermes et isoconcentrations pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement,  $Ri = 1$ ;  $Le = 5$ ;  $Pr = 1$ ;  $N = 1$ .

La figure 4 représente les lignes de courant, les isothermes et les isoconcentrations pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement à  $Ri = 1$ ,  $Le = 5$  et  $N = 1$ ,  $Gr_T = 100$ . Les isothermes sont globalement parallèles entre elles, ce qui traduit un transfert thermique principalement conductif au sein de l'ensemble de la cavité et ce, quelle que soit la valeur de l'indice d'écoulement. Les lignes de courant forment une seule cellule rotative, tournant dans le sens des aiguilles d'une montre et la taille de la circulation augmente avec l'amélioration de l'indice d'écoulement de manière significative, ce qui démontre l'amélioration du processus de convection dans l'enceinte. L'effet de l'indice d'écoulement sur les isoconcentrations est marginal même s'il confirme que le taux de transfert de masse augmente avec l'augmentation de l'indice d'écoulement.

#### $Ri = 0.01$



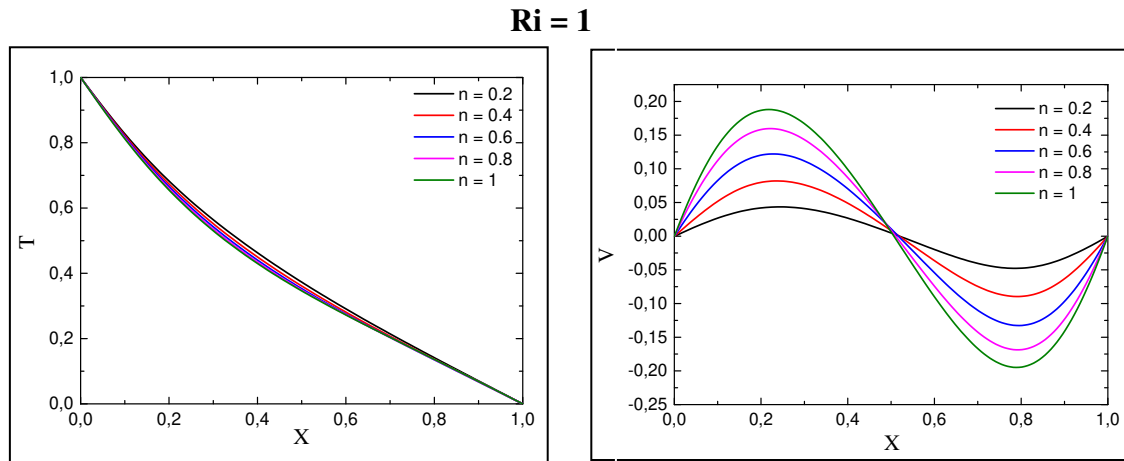


Figure 5 : Profils de température et de vitesse au milieu de la cavité à  $y = 0.5$  pour différentes valeurs de l'indices d'écoulement et du nombre de Richardson et à  $Le = 5$ ;  $Pr = 1$ ;  $N = 1$ .

La figure 5 illustre la distribution de la température et de la vitesse au centre de la cavité à  $y = 0,5$  pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement et du nombre de Richardson à  $Le = 5$  et  $N = 1$ ,  $Pr = 1$ ,  $Gr_T = 100$ . Il est évident que la vitesse au milieu de la cavité augmente à mesure que l'indice d'écoulement augmente. En fait, cela démontre que le fluide se déplace facilement et il en résulte, finalement, une amélioration du processus de convection avec l'augmentation de l'indice d'écoulement. En outre, il est observé que la variation de l'indice d'écoulement affecte extrêmement les profils de température. En effet, à mesure que cet indice diminue, les profils de température s'aplatissent. Ainsi, dès les faibles valeurs de ce paramètre rhéologique, un mode de transfert de chaleur par conduction est observé.

Un comportement légèrement différent est observé pour le mode de convection mixte ( $Ri = 1$ ). En effet, les profils de vitesse verticale montrent une symétrie parfaite, en comparaison avec le cas d'une convection forcée dominante puisque dans ce cas, les forces de flottabilité et de cisaillement sont d'égale intensité. Cependant, les valeurs maximales de la vitesse ne varient pas beaucoup entre les deux modes de convection. En ce qui concerne les profils de température sans dimension, la variation de l'indice d'écoulement n'a pas d'effet significatif pour ce cas.

De plus, les tendances des profils de vitesse et de température montrent que l'effet de l'indice d'écoulement diminue nettement lorsque le nombre de Richardson augmente.

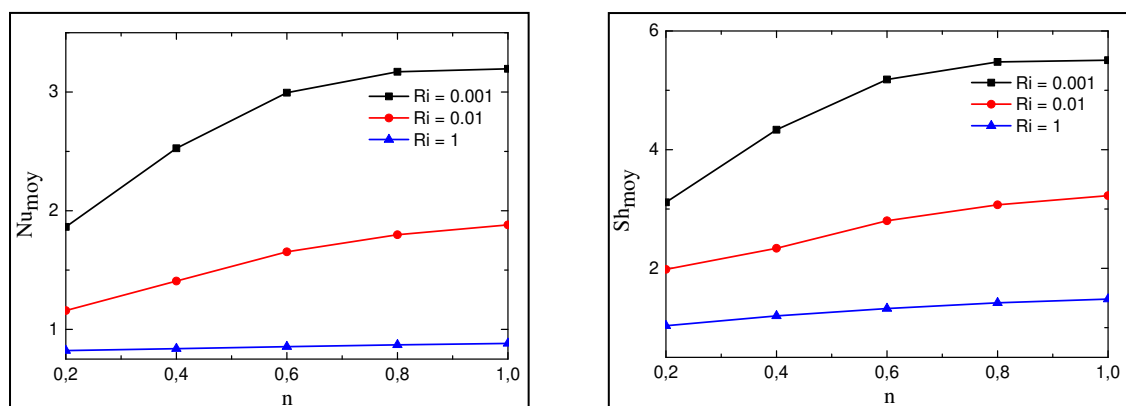


Figure 6 : Evolution du nombre de Sherwood et de Nusselt moyen le long de la paroi chaude pour différentes valeurs de l'indice d'écoulement et du nombre de Richardson à  $Le = 5$ ;  $N = 1$ ,  $Pr = 1$ .

La figure 6 illustre la variation du nombre de Sherwood et Nusselt moyen le long de la paroi chaude, en fonction de l'indice d'écoulement, pour différents nombre de Richardson. Il montre que l'augmentation de l'indice d'écoulement augmente le nombre moyen de Nusselt et de Sherwood, cependant cette augmentation est d'autant plus importante que le nombre de Richardson est faible ( $Ri = 0,001$ ) De plus, il est évident que l'augmentation du nombre de Richardson fait chuter le transfert de chaleur et de masse dans divers valeurs de l'indice d'écoulement.

## 5. Conclusion

La convection mixte à double diffusion d'un fluide non newtonien pseudoplastique dans une cavité carrée partiellement chauffée est étudiée numériquement dans cet article. Les équations régissant l'écoulement, le transfert de chaleur et de masse sont résolues numériquement en utilisant la méthode des volumes finis. Les résultats numériques sont obtenus pour différents nombres de Richardson et l'indice d'écoulement. Les nombres de Prandtl et de Grashof thermiques sont fixés à  $Pr = 1$  et  $Gr_T = 100$ . De la discussion ci-dessus, les conclusions principales sont résumées comme suit:

- (a) la vitesse au milieu de la cavité augmente avec l'augmentation de l'indice d'écoulement
- (b) Le transfert de chaleur et de masse diminue avec l'augmentation du nombre de Richardson pour différents valeurs de l'indice d'écoulement.
- (c) Le transfert de chaleur et de masse augmente avec l'augmentation de l'indice de loi de puissance

## Références

- [1] GH. R. Kefayati, Double-diffusive mixed convection of pseudoplastic fluids in a two sided lid-driven cavity using FDLBM, *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, (2014), 935.
- [2] A.K. Nayak, A. Haque, A. Banerjee, Thermosolutal mixed convection of a shear thinning fluid due to partially active mixed zones within a lid-driven cavity, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (2016).
- [3] Teamah MA, El-Maghlany WM, Numerical simulation of double-diffusive mixed convective flow in rectangular enclosure with insulated moving lid, *Int J Therm Sci*, 49 (2010), 1625–38.
- [4] Al-Amiri AM, Khanafer KM, Pop I, Numerical simulation of combined thermal and mass transport in a square lid-driven cavity, *Int J Therm Sci*, 46 (2007), 662–71.
- [5] S.V. Patankar, *Numerical Heat transfer and fluid flow*, Hemisphere Publishing Corporation, Taylor and Francis Group, New York (1980).

# Modélisation du transfert thermique par convection naturelle laminaire stationnaire dans une enceinte de chauffe-eau solaire avec chauffage isotherme.

Mabrouk GUESTAL, Mahfoud KADJA\*

Laboratoire d’Énergétique Appliquée et de Pollution, Département de Génie Mécanique, Université des Frères Mentouri Constantine 1, Route Ain El Bey, Constantine 25000, Algérie.

\*(auteur correspondant : kadja\_mahfoud@yahoo.fr)

**Résumé** - On étudie numériquement la convection naturelle laminaire de l’eau dans une enceinte de chauffe-eau solaire avec chauffage à travers la paroi du capteur solaire à température constante  $T_c$ . Le nombre de Rayleigh  $Ra$  a été varié dans l’intervalle  $10^3$ - $10^6$ . Les lignes de courant, les isothermes et la variation du nombre de Nusselt moyen sur la paroi chauffée sont présentées pour diverses combinaisons du nombre de Rayleigh  $Ra$  et des différents rapports d’aspect du réservoir de stockage solaire thermique.

## Nomenclature

### *Symbole*

$g$	accélération de la pesanteur, $m\ s^{-2}$
$L1$	largeur de réservoir de stockage thermique, $m$
$H$	hauteur de l’enceinte, $m$
$H1$	hauteur de section de sortie capteur solaire, $m$
$\bar{h}$	coefficient moyen de transfert thermique par convection, $w\ m^{-2}\ K^{-1}$
$L$	largeur de l’enceinte, $m$
$L_c$	longueur caractéristique, $m$
$k$	conductivité thermique du fluide, $Wm^{-1}K^{-1}$
$p$	pression, $Pa$
$P$	pression sans dimension
$u$	vitesse horizontale, $m\ s^{-1}$
$v$	vitesse verticale, $m\ s^{-1}$
$U$	vitesse horizontale sans dimension
$V$	vitesse verticale sans dimension
$T$	température, $K$
$x, y$	coordonnées, $m$

$\bar{Nu}$	nombre de Nusselt moyen,
$Ra$	nombre de Rayleigh, $g\ \beta\ H^3\ (T_c - T_i) / \nu\ \alpha$
$Pr$	nombre de Prandtl, $Pr = \nu / \alpha$

### *Symboles grecs*

$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2\ s^{-1}$
$\nu$	viscosité cinématique, $m^2\ s^{-1}$
$\rho$	masse volumique, $kg\ m^{-3}$
$A$	rapport d’aspect $A = H / L$
$\theta$	température sans dimension
$\Omega$	angle d’inclinaison de capteur solaire
$\beta$	coefficient d’expansion thermique à pression constante, $K^{-1}$

### *Indices / Exposants*

$c$	surface chaude
$f$	surface froide

## 1. Introduction

Les ressources d’énergie fossile sont limitées, le pétrole brut et le gaz naturel seront pratiquement épuisés dans les 40 années à venir en raison d’une demande mondiale croissante. De plus, l’utilisation massive de combustibles fossiles cause de graves dommages à notre environnement et provoque des changements climatiques de grande envergure. Ces problèmes attiré l’attention du monde entier sur les solutions qui pouvaient être apportées. Ces évènements déclenchèrent le développement de la technologie solaire dans de nombreux pays. L’énergie solaire est une source inépuisable d’approvisionnement en énergie. Pendant les prochaines décennies, la technologie solaire transformera les structures actuelles de l’approvisionnement énergétique, d’autant plus que les marchés mondiaux modernes peuvent s’adapter rapidement. Le chauffe-eau solaire thermique est sans nul doute une plus belle

technologie capable de capturer des énergies renouvelable. Le principe de fonctionnement est simplement basé sur le phénomène de la convection naturelle [1].

Le transfert de chaleur par convection naturelle dans les enceintes a été étudié par beaucoup de chercheurs, tout au long des dernières décennies. Novembre et Nansteel [2] ont étudié analytiquement et numériquement la convection naturelle dans une enceinte carrée avec chauffage à travers la paroi inférieure et refroidissement le long d'un côté. Calcagni et autres [3] ont effectué une étude expérimentale de la convection naturelle laminaire d'air dans une cavité bidimensionnelle et rectangulaire avec un chauffage localisé sur la paroi inférieure et un refroidissement symétrique à travers deux côtés verticaux. La paroi supérieure était maintenue adiabatique. Ganzaroli et Milanez [4] ont étudié la convection naturelle dans des enceintes rectangulaires chauffées au-dessous et symétriquement refroidies par les côtés. Le nombre de Rayleigh a été varié de  $10^3$  à  $10^7$  et le rapport d'aspect varié de 1 à 9. Les influences du nombre de Rayleigh (Ra), du nombre de Prandtl (Pr) et du rapport d'aspect sur le mouvement fluide et sur le transport d'énergie ont été présentées dans leur étude. Ho et Chang [5] ont étudié numériquement et expérimentalement l'effet du rapport d'aspect sur le transfert thermique par convection naturelle dans une enceinte rectangulaire verticale avec un chauffage partiel des parois. La simulation numérique a été menée pour un rapport d'aspect variant de 1 à 10. De la simulation, ils ont trouvé que l'effet du rapport d'aspect de l'enceinte sur le nombre moyen de Nusselt tend à diminuer avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. Les champs de température et d'écoulement calculés étaient en bon accord avec les expériences. Une étude numérique de la convection naturelle de l'air dans des cavités rectangulaires avec une paroi totalement chauffée a été effectuée par Frederick [6]. Il a conclu que le nombre de Nusselt moyen diminue rapidement avec l'augmentation du rapport d'aspect, tandis que le taux de circulation augmente toujours avec le nombre de Rayleigh et le rapport d'aspect.

Dans ce travail, nous présentons une étude numérique de la convection naturelle laminaire dans une enceinte de chauffe-eau solaire thermique remplie d'eau liquide et soumise à un chauffage sous température constante  $T_c$  au niveau de capteur solaire. Les parties non chauffées de l'enceinte a été considérée comme adiabatique. La paroi verticale gauche froide à température constante  $T_f$ . L'objet de l'étude est d'examiner l'effet du rapport d'aspect ( $0.5 \leq A \leq 4$ ) de réservoir de stockage solaire thermique pour différents nombres de Rayleigh ( $10^3 \leq Ra \leq 10^6$ ) sur l'écoulement du fluide et le transfert thermique par convection naturelle laminaire dans l'enceinte de chauffe-eau solaire thermique complet. Les résultats sont présentés sous forme de lignes isothermes, lignes de courants, et variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de nombre Rayleigh et le rapport d'aspect.

## 2. Formulation mathématique

### 2.1. Modèle physique et équations régissant

La présente étude se concentre sur la convection naturelle laminaire de l'eau liquide dans une enceinte de chauffe-eau solaire thermique, qui est montrée sur la Figure 1.

On considère que l'enceinte est infiniment longue dans la direction  $z$ , donc l'étude sera bidimensionnelle. La paroi de capteur solaire est maintenue à une température constante chaude  $T_c$ . La paroi verticale gauche de réservoir de stockage solaire thermique a été considérée comme paroi froide à une température constante  $T_f$ . Les parties non chauffées de l'enceinte a été considérée comme adiabatique. Aux fins de cette analyse, le rapport d'aspect va être varié de ( $0.5 \leq A \leq 4$ ), L'étude est réalisée dans la gamme du nombre de Ra de  $10^3$  à  $10^6$ .

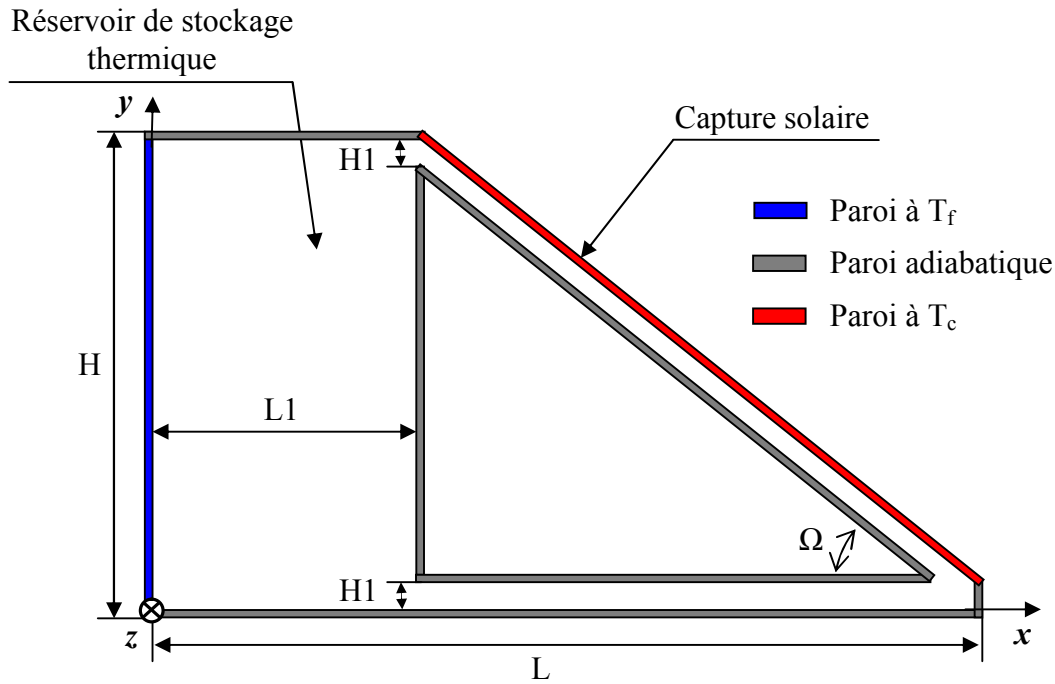


Figure 1 : Schéma de l'enceinte en 2D

L'étude du transfert de chaleur par convection nécessite de trouver les caractéristiques thermiques et dynamiques du chauffe-eau solaire lorsqu'il travaille à sa capacité maximale. Cette étude a été achevée dans le régime stationnaire, c'est parce que le chauffe-eau solaire atteint un transfert de chaleur par convection naturelle à la capacité maximale dans le régime stationnaire. Par conséquent, la plus grande quantité d'informations sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans ce chauffe-eau solaire doit être fournie dans un régime stationnaire.

Pour une formulation simple du problème, nous avons fait quelques hypothèses : que le fluide est Newtonien, et l'écoulement stationnaire et que l'approximation de Boussinesq s'applique. En effet, nous supposons que l'influence de la variation de la masse volumique n'est prise en compte que par l'intermédiaire des forces volumiques. La masse volumique du fluide varie linéairement avec la température et est donnée par la relation suivante:

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (1)$$

Les paramètres non dimensionnels choisis sont :

$$X = \frac{x}{H}, Y = \frac{y}{H}, \theta = \frac{T - T_f}{T_c - T_f}, U = \left( \frac{u}{\alpha / H} \right), V = \left( \frac{v}{\alpha / H} \right), P = \frac{p}{\rho(\alpha / H)^2} \quad (2)$$

L'équation de conservation de la masse, de quantité du mouvement et d'énergie, exprimées en variables adimensionnelles sont:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (3)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \text{Pr} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$



$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \text{Pr} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Ra \text{ Pr } \theta \quad (5)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (6)$$

## 2.2. Le transfert de chaleur

Le transfert de chaleur est caractérisé par le nombre moyen de Nusselt qui est calculé pour la paroi chauffée à l'aide de la formule :

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h} L_c}{k} \quad (7)$$

## 2.3. Conditions aux limites adimensionnées

Les différentes conditions aux limites sous forme adimensionnelle sont montrées dans la Figure 2.

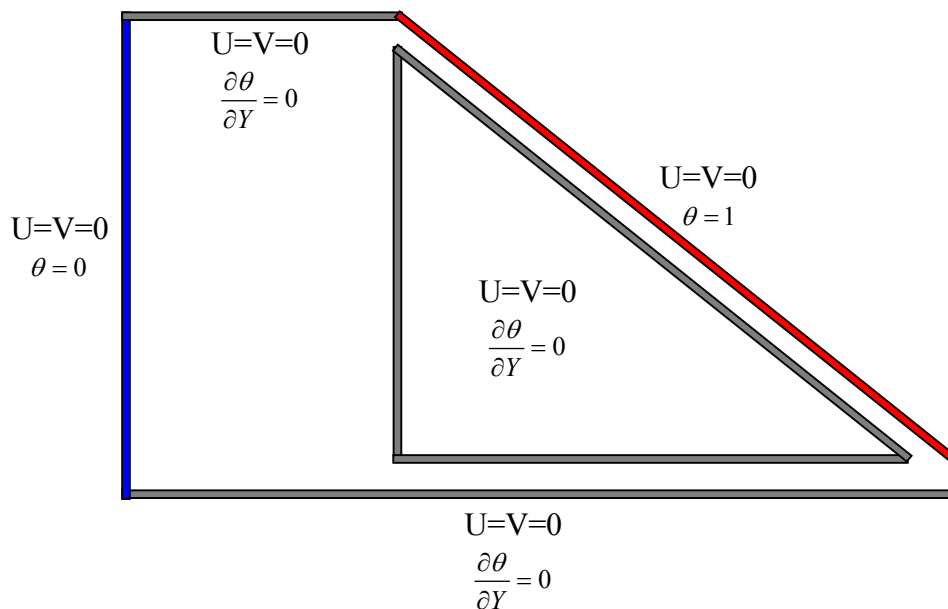


Figure 2 : Conditions aux limites sous forme adimensionnelle

## 3. Procédure numérique

Les équations de conservation de la masse, de quantité du mouvement et d'énergie sont résolues numériquement en utilisant la méthode des volumes finis [7]. Les simulations numériques sont réalisées avec le logiciel commercial Fluent.

L'influence du nombre des nœuds sur la précision des résultats par exemple pour le cas de ( $Ra=10^3$  et  $A=2$ ) est illustrée par la Figure 3 où on a représenté le transfert thermique à travers la paroi active «c'est-à-dire chauffée » de l'enceinte. À partir de la grille de 22096 nœuds le nombre de Nusselt moyen devient constant. Par conséquent, la simulation à l'aide du maillage non structuré de 22096 nœuds avec des cellules de type triangulaire Figure 4 a été employée dans tous les calculs pour le cas de ( $Ra=10^3$  et  $A=2$ ).

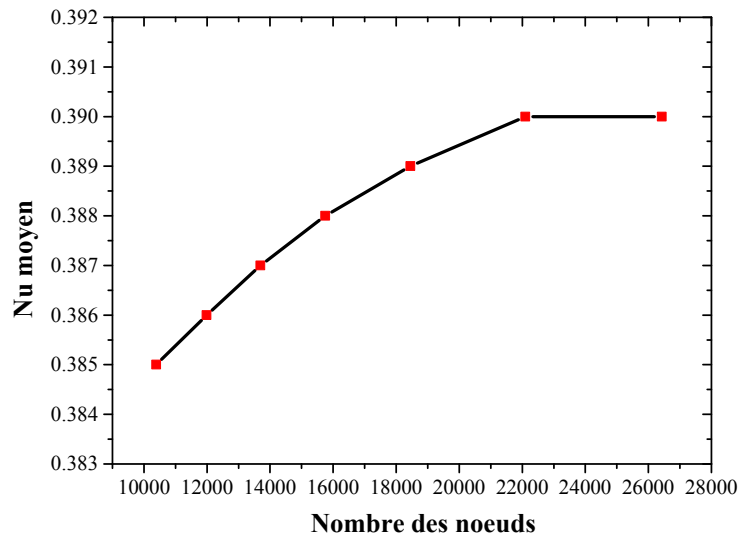


Figure 3: Nombre de Nusselt moyen le long de la paroi chauffée pour  $A=2$ , et  $Ra=103$

L'algorithme de calcul utilise la méthode basée sur la pression, qui résout les équations du modèle mathématique de manière séquentielle. L'algorithme SIMPLE est utilisé pour le couplage pression-vitesse. La discrétisation des termes convectifs dans les équations de conservation est faite avec le schéma "QUICK", tandis que le schéma centré est utilisé pour discrétiser les termes diffusifs. L'interpolation de la pression est linéaire et utilise les distances entre les nœuds et celles entre les nœuds et les faces des volumes de contrôle. La convergence pour toutes les équations est atteinte lorsque la somme des résidus normalisés en chaque nœud du domaine de calcul et pour toutes les équations algébriques obtenues après discrétisation devient inférieure à  $10^{-3}$ . Ceci nécessite généralement un nombre d'itérations de 175 sur un PC portable de type HP (processeur I7 [2.00 GHz], 8 cœurs, RAM 4 Go)

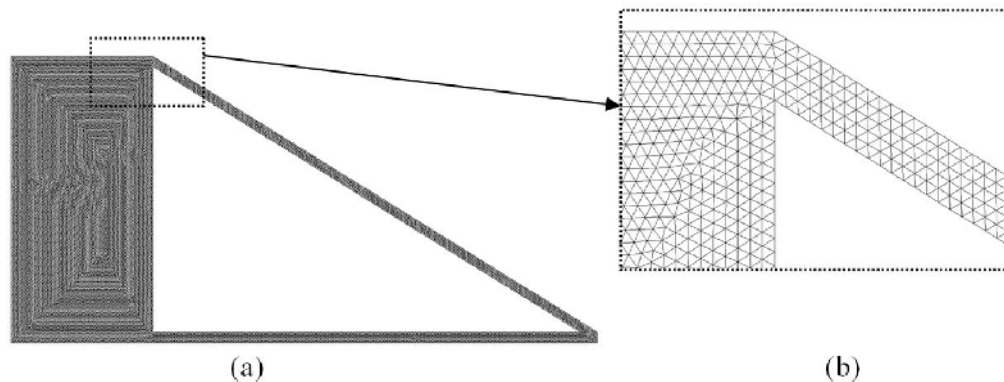


Figure 4 : Le maillage final (a) et ses détails (b)

## 4. Résultats et discussion

Dans cette étude, nous avons étudié les effets du nombre de Rayleigh ( $10^3 \leq Ra \leq 10^6$ ) et rapport d'aspect ( $0.5 \leq A \leq 4$ ) sur l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur dans l'enceinte.

### 4.1. Champs thermiques

Ce champ est représenté par les contours des températures dans la Figure 5 pour un nombre de Rayleigh qui varie dans l'intervalle  $10^3$ - $10^6$ , et pour un rapport d'aspect  $A$  qui varie de 0.5 à 4. La chaleur récupérée à travers la paroi chaude est transportée par convection

naturelle vers la partie supérieure de réservoir de stockage solaire thermique grâce aux molécules de fluide se trouvant au capteur solaire. La chaleur est ensuite évacuée à travers la paroi froide de réservoir, Le fluide froid est transporté vers le bas de capteur solaire et renouvelé le cycle de chauffage autres fois.

- **Pour Ra fixe et A varié de 0.5 à 4:** On remarque dans les cas de  $Ra = 10^3$  à  $10^5$ , un gradient de température horizontal pour  $A=0.5$  et  $1$ , le gradient de température devient diagonale depuis le sorite de capteur solaire pour  $A=2$  et  $4$ . Dans le cas de  $Ra = 10^6$  on remarque un gradient de température verticale pour  $A=0.5$  à  $4$ . Les couches limites thermiques deviennent plus minces et les isothermes deviennent stratifiées près de sortie de capteur solaire pour tous les cas de  $Ra$  et  $A$ .
- **Pour A fixe et Ra varié de  $10^3$  à  $10^6$  :** Si on compare les isothermes dans la Figure 5 pour différentes valeurs de  $Ra$ , on peut noter que lorsque le  $Ra$  augmente, le gradient de température horizontal devient vertical. Les isothermes se rapprochent les unes des autres dans la zone située près de la sortie de capteur solaire c.-à-d. que les gradients de la température deviennent plus élevés à proximité de l'entrée de fluide chaud. Au niveau de l'entrée de capteur solaire on remarque que les couches limites thermiques deviennent plus minces et les isothermes deviennent stratifiées pour  $Ra= 10^6$ . Pour  $A=4$  on remarque que les isotherme presque le même pour tous les valeurs de  $Ra$ .

#### 4.2. Champs dynamiques

Ce champ est représenté par les contours des lignes de courant dans la Figure 6, pour un nombre de Rayleigh qui varie entre  $10^3$  et  $10^6$ , et pour un rapport  $A$  variant entre  $0.5$  et  $4$ .

- **Pour Ra fixe et A varié de 0.5 à 4:** On remarque la formation d'une cellule rotative tourne dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Cette observation est valable pour  $A= [0.5 \text{ à } 4]$  et  $Ra= [10^3 \text{ à } 10^6]$ .
- **Pour A fixe et Ra varié de  $10^3$  à  $10^6$  :** Pour une valeur donnée de  $A$  on remarque qu'avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, l'intensité de la recirculation à l'intérieur de l'enceinte augmente et le centre de la cellule rotative se déplace vers la partie supérieure de la paroi froide. Pour  $A=4$  on remarque que le diamètre de la cellule rotative diminue avec l'augmentation de  $Ra$ .

#### 4.3. Nombre de Nusselt

L'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh pour différentes valeurs de  $A$  est représentée sur la Figure 7. D'une manière générale ce nombre augmente lorsque  $A$  augmente. Pour une valeur donnée de  $A$ , le nombre de Nusselt moyen augmente lorsque  $Ra$  augmente. On observe que le nombre de Nusselt moyen est une fonction faible de rapport d'aspect.

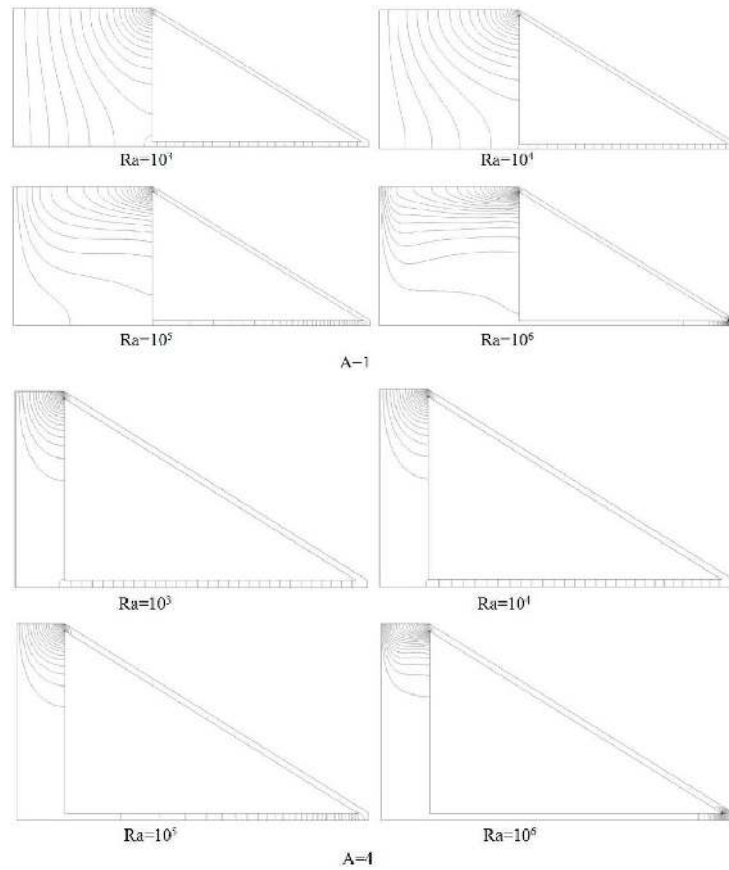


Figure 5: Les contours de température

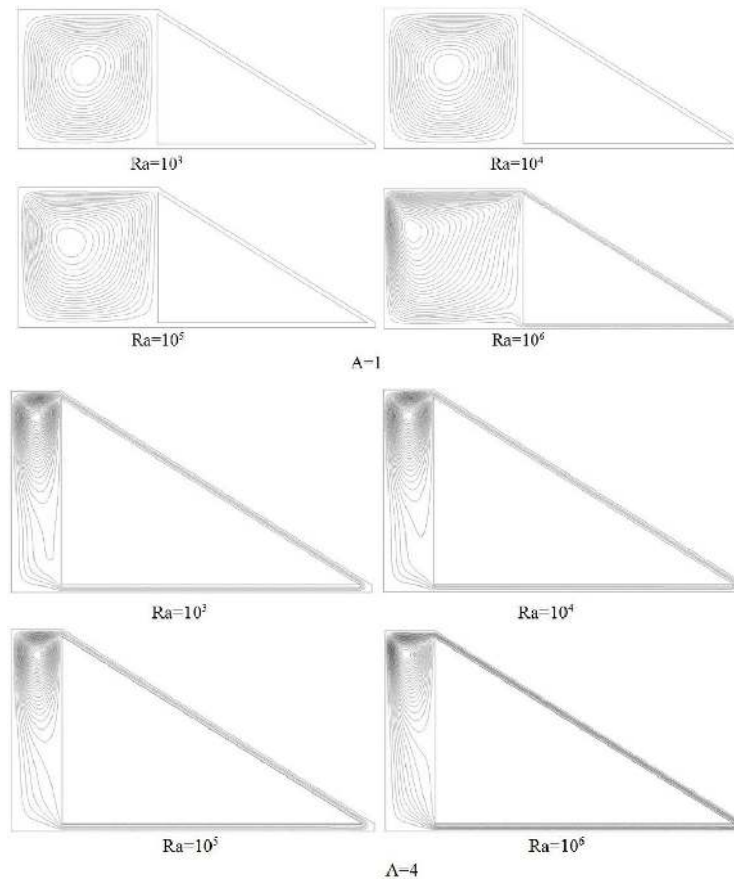


Figure 6: Les lignes de courant

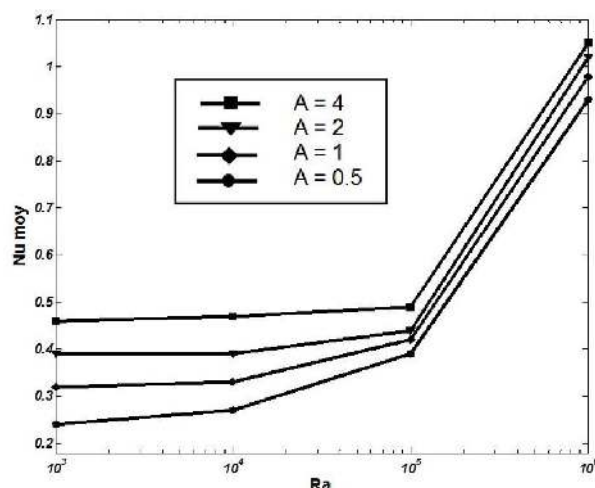


Figure 7: Variation du Nusselt moyen au niveau de la paroi chaude en fonction de Ra pour différentes valeurs de A.

## 5. Conclusions

Les résultats obtenus dans cette étude paramétrique sont intéressants pour la compréhension du phénomène de transfert thermique par convection naturelle laminaire de l'eau liquide, dans une enceinte de chauffe-eau solaire et par conséquent peuvent servir à améliorer la conception des installations solaires thermiques.

Pour le régime stationnaire, on peut conclure que dans la gamme [0.5 ; 4] et pour Ra variant dans l'intervalle [ $10^3$ - $10^6$ ] le Nu augmente avec A. Pour améliorer le transfert thermique à travers la paroi chaude du capteur solaire il faut donc augmenter le rapport d'aspect de la géométrie de l'enceinte du chauffe-eau solaire thermique.

Afin d'obtenir plus d'informations sur l'étude paramétrique du transfert thermique par convection naturelle dans ce type de chauffe-eau solaire, il est souhaitable d'élargir cette étude pour le cas de régimes turbulents.

## Références

- [1] Felix A. Peuser, Karl-Heinz Remmers, Martin Schnauss, Installations solaires Thermique conception et mise en œuvre, Observ'ER France (2005).
- [2] NOVEMBER M et NANSTEEL M.W, Natural convection in rectangular enclosures heated from below and cooled along one side, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30-11 (1987), 2433-40.
- [3] CALCAGNI, B. , MARSILI, F. , PARONCINI, M. , Natural convective heat transfer in square enclosures heated from below, *Appl. Thermal Engrg.*, 25 (1995), 2522–2531.
- [4] GANZAROLLI, M.M., MILANEZ, L.F., Natural convection in rectangular enclosures heated from below and symmetrically cooled from the sides, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38 (1995), 1063–1073.
- [5] HO, C.J. , CHANG, J.Y. , A study of natural convection heat transfer in a vertical rectangular enclosure with two-dimensional discrete heating: effect of aspect ratio, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37-6 (1994), 917–925.
- [6] FREDERICK, R.L. , On the aspect ratio for which the heat transfer in differentially heated cavities is maximum, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 26-4 (1999), 549–558.
- [7] PATANKAR, S. V., Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere publishing corporation, USA, (1980).

# Analytical and numerical solution for MHD mixed convection in a two sided lid-driven rectangular cavity

Abdessamad ZAHIRI<sup>1\*</sup>, Mohamed LAMSAADI<sup>1</sup>, Hassan ELHARFI<sup>1</sup>, Mourad KADIRI<sup>1</sup>, Mohamed NAÏMI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratory of Modeling of Flow and Transfers (LAMET)  
 B.P.523, Beni-Mellal (MOROCCO)  
 \*(zahiriabdessamad1@gmail.com)

**Abstract** - A numerical and analytical investigation of mixed convection in a double lid-driven rectangular cavity filled with a fluid confined and subjected to uniform heat flux along the vertical side walls in the presence of a magnetic field, has been performed numerically by solving the full governing equations via the finite volume method and the SIMPLER algorithm. In the limit of a shallow enclosure, these equations have been considerably reduced by using the parallel flow approximation. The effect Hartmann numbers on the fluid flow and heat transfer characteristics is examined.

## Nomenclature

<p><math>A</math> aspect ratio</p> <p><math>B'</math> applied magnetic field, T</p> <p><math>C</math> dimensionless temperature gradient along y direction</p> <p><math>g</math> acceleration due to gravity</p> <p><math>H'</math> height of the system, m</p> <p><math>Ha</math> Hartmann number = <math>B'H'\sqrt{\sigma'/\rho\nu}</math></p> <p><math>k</math> Thermal conductivity of fluid</p> <p><math>L'</math> length, m</p> <p><math>Nu</math> Nusselt number</p> <p><math>p</math> pressure</p> <p><math>Pr</math> Prandtl number = <math>\nu/\alpha</math></p> <p><math>q'</math> constant heat flux</p> <p><math>Re</math> Reynolds number = <math>U'_0 H'/\alpha</math></p> <p><math>Ri</math> Richardson number = <math>g\beta q'H'^2/kU_0'^2</math></p> <p><math>T</math> temperature, K</p> <p><math>u, v</math> dimensionless velocity components = <math>(u', v')/U'_0</math></p>	<p><math>U'_0</math> lid velocities</p> <p><math>x, y</math> dimensionless cartesian coordinates = <math>(x', y')/H'</math></p> <p><i>Greek symbols</i></p> <p><math>\alpha</math> Thermal diffusivity</p> <p><math>\beta</math> Thermal expansion coefficient</p> <p><math>\nu</math> Kinematic viscosity</p> <p><math>\mu</math> Dynamic viscosity</p> <p><math>\rho</math> Density of base fluid</p> <p><math>\theta</math> Non-dimensional temperature</p> <p><math>\sigma'</math> Electric potential</p> <p><i>Superscripts</i></p> <p>' dimensional variables</p> <p><i>Subscripts</i></p> <p><math>c</math> critical value</p>
--	---

## 1. Introduction

In the recent decades, laminar natural convection of electrically conducting fluids in the presence of magnetic field has been one of the major interesting research subjects due to its widely engineering applications. For example, electronic components, solar collectors, ventilation of rooms, nuclear reactors, and crystal growth in liquids[1]–[3].

The MHD (Magnetohydrodynamics) mixed convection has been investigated by many researchers using numeric and analytical methods. Kefayati [4] studied mixed convection of non-Newtonian nanofluids in a two sided lid-driven enclosure in the presence of a horizontal

magnetic field has been analyzed by FDLBM (finite difference Lattice Boltzmann method). He found that the augmentation of Richardson number decreases heat transfer. Furthermore, the increase in Hartmann number drops heat transfer generally and also affects the power-law index and nanoparticle influences on heat transfer. Elharfi et al. [5] studied numerically via the finite volume method and the SIMPLER algorithm the mixed convection in a shallow lid-driven rectangular cavity filled with nanofluid and subjected to uniform heat flux along the vertical side walls. An analytical solution was proposed by Garandet et al. [6] to be used to model the effect of a transverse magnetic field on buoyancy driven convection in a rectangular cavity. Vasseur et al.[7] studied analytically and numerically the effect of a transverse magnetic field on buoyancy-driven convection in an inclined porous cavity heated by a constant heat flux.

In this work, we present the influence of the presence of an external magnetic field on the mixed convection heat transfer in a rectangular cavity filled with an electrically conductive fluid.

## 2. Governing equations

The studied configuration is sketched in Figure 1. It is a shallow rectangular enclosure of height  $H'$  and length  $L'$ . The long horizontal walls are adiabatic submitted to a magnetic field  $B'$  and are move tangentially in opposite directions to each other. While the stationary vertical walls ones are submitted to a uniform density of heat flux,  $q'$ .

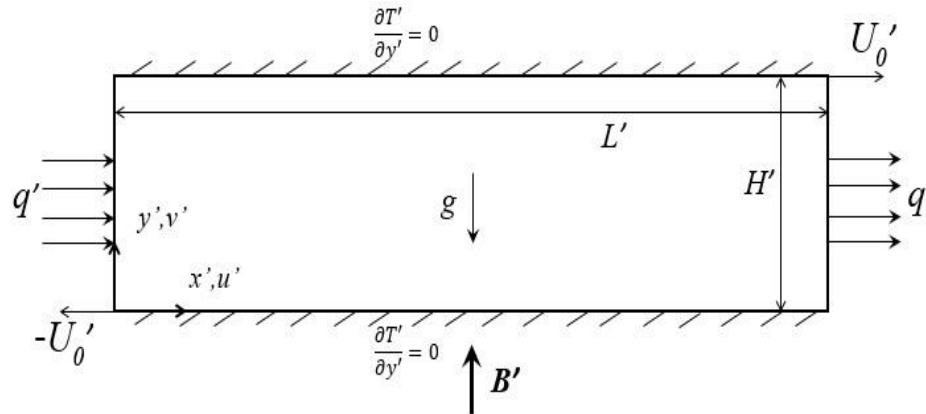


Figure 1: Schematic view of the geometry and coordinates system

Using the characteristic scales  $H'$ ,  $\rho U_0'^2$ ,  $H'/U_0'$ ,  $U_0'$  and  $q'H'/k$  corresponding to length, pressure, time, velocity, and temperature, respectively, the dimensionless governing equations and the corresponding boundary conditions are

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{Ha^2}{\text{Re}} u \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + RiT \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\text{Pr Re}} \Delta T \quad (4)$$

$$u = v = \frac{\partial T}{\partial x} + 1 = 0 \quad \text{for } x = 0 \text{ et } x = A \quad (5)$$

$$u + 1 = v = \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{for } y = 0 \quad (6)$$

$$u - 1 = v = \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{for } y = 1 \quad (7)$$

The local heat transfer, can be expressed in terms of the average Nusselt number defined as:

$$\overline{Nu} = \int_0^1 Nu(y) dy = \int_0^1 \frac{1}{(\delta T / \delta x)_{x=A/2}} dy \quad (8)$$

Where  $\delta x$  is the distance between two symmetrical sections with respect to the central one (section at  $x = A / 2$ ).

## 2.1. Numerical method and validation

Equations (1) - (4) associated with (5) - (6) have been solved by using a finite volume method and SIMPLER algorithm in a staggered uniform grid system [8]. A second order backwards finite difference scheme has been employed to discretize the temporal terms appearing in (2) - (4). A line-by-line tridiagonal matrix algorithm with relaxation has been used in conjunction with iterations to solve the nonlinear discretized equations. The convergence has been considered as reached when  $\sum_{i,j} |f_{i,j}^{k+1} - f_{i,j}^k| < 10^{-5} \sum_{i,j} |f_{i,j}^{k+1}|$  where  $f_{i,j}^k$  stands for the value of  $u$ ,  $v$ ,  $p$ , or  $T$  at the  $k$ th iteration level and grid location  $(i, j)$  in the plane  $(x, y)$ . The mesh size has been chosen so that a best compromise between CPU (Central Processing Unit) time and accuracy of the results may be found. The procedure has been based on grid refinement until the numerical results agree, within reasonable accuracy, with the analytical ones, obtained from the parallel flow approach developed in the next section. Hence, as shown in Table 1, a uniform grid of 100 x 80 has been selected for  $A = 24$  (value used for the numerical computations) and has been estimated sufficient to model accurately the flow and temperature fields within the cavity. The time step size  $\delta t$ , has been varied in the range  $10^{-7} \leq \delta t \leq 10^{-4}$ , depending on the values of the governing parameters.

Table 1: Accuracy tests conducted with  $A = 24$ ,  $Ri = 25$ ,  $Re = 20$  and various values of  $Ha$

	100 x 50			100 x 80			120 x 80		
$Ha$	Nu	$\psi_c$	CPU(s)	Nu	$\psi_c$	CPU(s)	Nu	$\psi_c$	CPU(s)
0	671,078	0,2519	2101,7	671,083	0,2519	80596,3	669,609	0,2519	86904
10	144,879	0,1007	816,6	145,780	0,1010	4574,8	145,239	0,1011	4575,6
80	3,668	1,2351	24,5	4,284	1,3495	103,3	4,229	1,3552	152

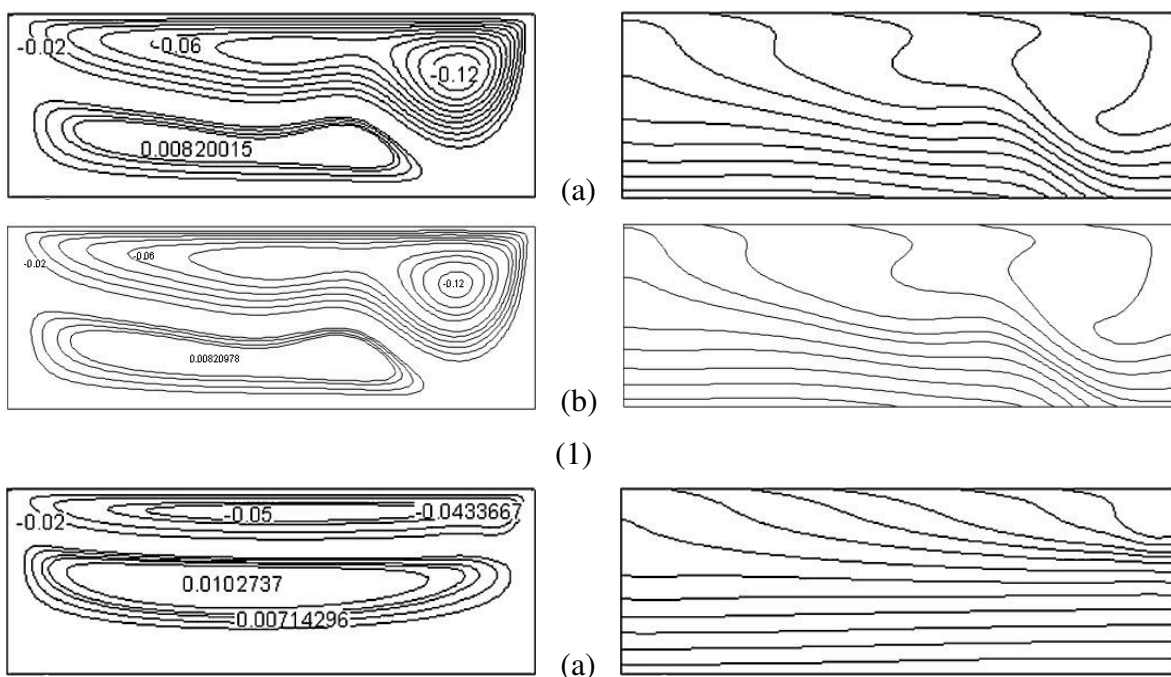


	160 x 100			180 x 50			220 x 100		
$Ha$	$Nu$	$\psi_c$	CPU(s)	$Nu$	$\psi_c$	CPU(s)	$Nu$	$\psi_c$	CPU(s)
0	667,697	0,2519	167515,4	667,123	0,2519	2783,6	666,025	0,2519	193382
10	144,795	0,1011	17887,6	143,457	0,1007	1133,7	144,270	0,1011	18236,9
80	4,353	1,4009	461,4	3,551	1,2534	55,7	4,294	1,3982	680

In order to validate the results, we applied our code for the mixed convection problem in rectangular cavity with moving top lid which has been studied by D’Orazio et al [9]. The comparison between the horizontal and vertical velocities at the mid-sections of the cavity and the average Nusselt number of our code and those of D’Orazio et al [9] are shown in Table 2. According to the latter, the results are found in a good agreement with these results. Moreover, the comparison of streamlines and isotherms obtained from the present code and those of D’Orazio et al [9], for  $Re = 200$ ,  $Pr = 0.7$  and various values of  $Ri$  (1, 10), as displayed in Figure 2. These favorable comparisons lend confidence in the numerical results to be reported subsequently.

Table 2 : Comparison of the horizontal and vertical velocities at the mid-sections of the cavity and the average Nusselt number between the present work and those of D’Orazio[9] for  $Ri = 0.1$ ,  $Re = 200$  and  $Pr = 0.7$ .

	Present work	D’Orazio et al [9]
$\overline{Nu}$	3.3404	3.338
U	-0.202	-0.194
V	0.091	0.078



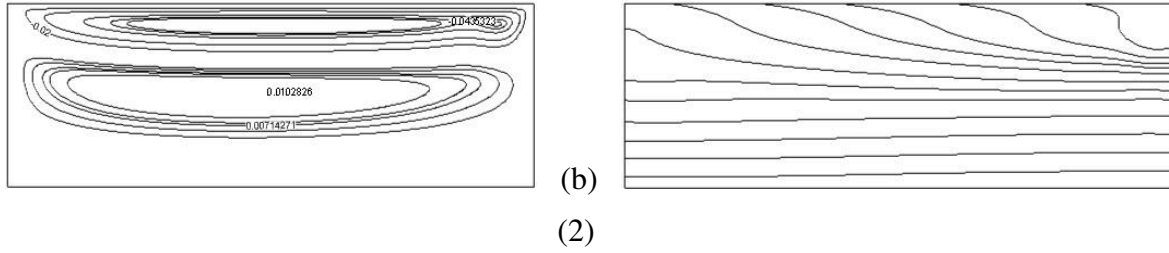


Figure 2: Comparison of the streamlines (left) and the isotherms (right) between (a) D'Orazio [9] and (b) the present work for  $Re = 200$ ,  $Pr = 0.7$  and : (1)  $Ri = 1$ , (2)  $Ri = 10$ .

## 2.2. Approximate analytical solution

As can be seen from Figure 3, displaying streamlines (left) and isotherms (right), the flow and temperature fields exhibit a parallel aspect and a linear stratification, respectively, in the most part of the cavity, for  $A = 24$  and various values of  $Re$ ,  $Ri$ , and  $Ha$ . Accordingly, the following simplifications

$$v(x,y) = 0 \quad , \quad u(x,y) = u(y) \quad \text{and} \quad T(x,y) = C(x - A/2) + \theta(y) \quad (9)$$

Where  $C$  is unknown constant temperature gradient in the  $x$ -direction, are possible, which leads to the ordinary nondimensional governing equations:

$$\frac{d^3 u}{dy^3} - Ha^2 \frac{du}{dy} = Ri \, Re C \quad (10)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dy^2} = Re Pr C \quad (11)$$

The resolution of (10) and (11) leads to the following expressions:

$$u(y) = \frac{E}{w^2 G} \left[ \sinh(w(y - 1/2)) - Gy + \sinh(w/2) \right] + \frac{2}{G} \left[ \sinh(w(y - 1/2)) + \sinh(w/2) \right] - 1$$

$$\theta(y) = \frac{F}{G w^3} \left( \frac{E}{w^2} + 2 \right) \left[ w \sinh(w(y - 1/2)) + \frac{w^3}{2} \sinh(w/2) y^2 - w^2 \cosh(w/2) y \right] - \frac{FE}{6w^2} y^3 - \frac{F}{2} y^2 + K$$

With:

$$w = Ha, \quad E = Ri \, Re C, \quad F = Re Pr C, \quad G = 2 \sinh(w/2)$$

$$K = \frac{F}{w^3} \left( \frac{E}{w^2} + 2 \right) \left[ -\frac{w^3}{12} + \frac{w^2}{4 \tanh(w/2)} \right] + \frac{FE}{24w^2} + \frac{F}{6}$$

Finally, taking into account (8) and (9), the Nusselt number is constant and can be expressed as:

$$Nu = \overline{Nu} = -\frac{1}{C} \quad (12)$$

### 3. Results and Discussion

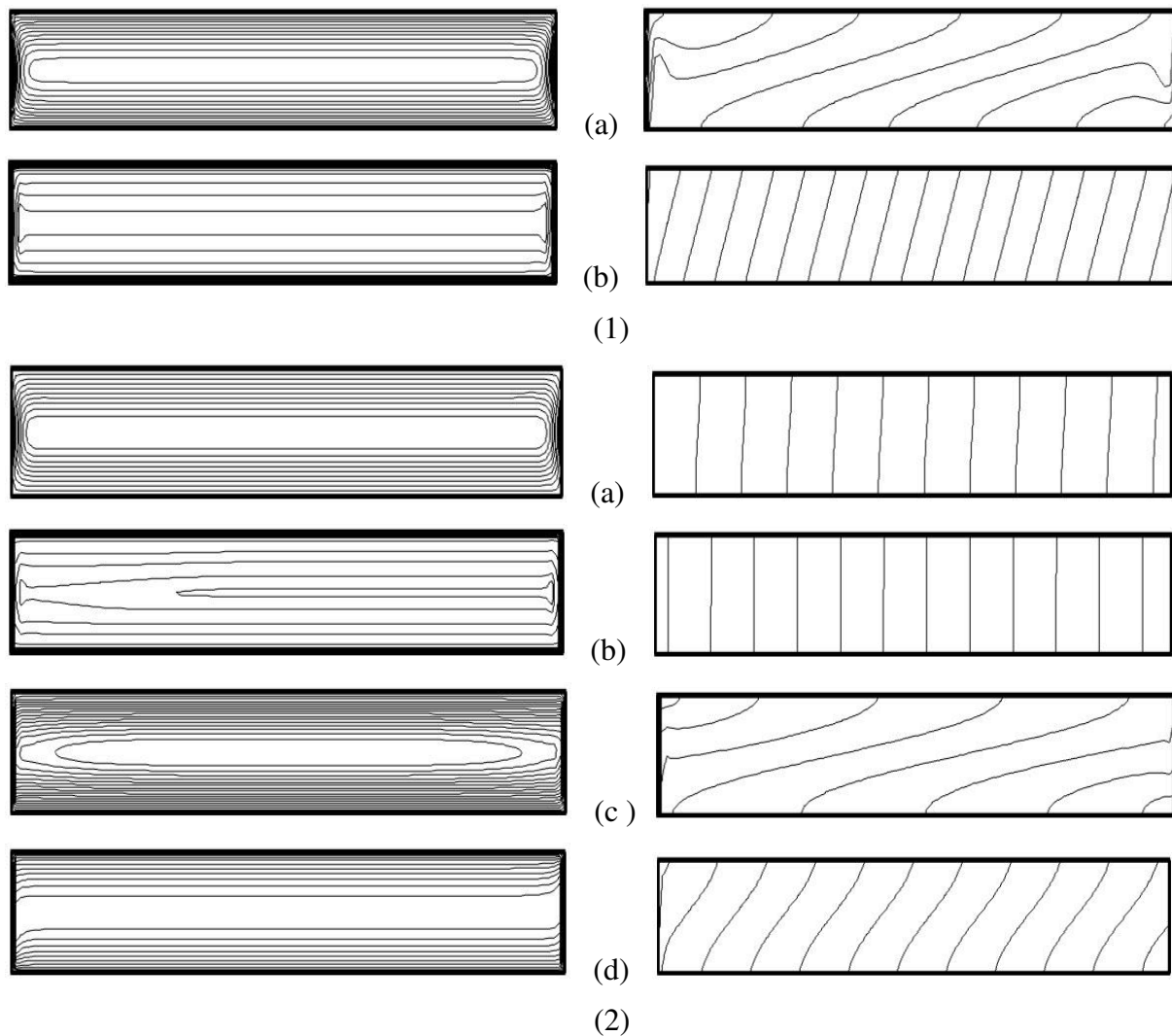


Figure 3: Streamlines (left) and isotherms (right) for (1) [ $Ri = 10$  and (a)  $Re = 10$   $Ha = 0$  (b)  $Re = 10$   $Ha = 50$ ] and (2) [ $Ri = 1000$  and (a)  $Re = 0.1$   $Ha = 0$  (b)  $Re = 0.1$   $Ha = 50$  (c)  $Re = 10$   $Ha = 0$  (d)  $Re = 10$   $Ha = 50$ ]

The variation of streamlines (left) and isotherms (right) inside the cavity for  $Re$  and  $Ri$  given and different values of  $Ha$  are presented in Figure 3. It is interesting to observe that the streamlines retain a parallel unicellular appearance rotating clockwise in the central region of the cavity and that the temperature is stratified for the values of  $Re$ ,  $Ri$  and  $Ha$  considered. As can be shown from the figures, the increase of  $Ha$  slows down the circulation of the flow inside the cavity and the isotherms become more linear and parallel to the vertical walls.

The excellent agreement between the numerical (full circles) and the analytical (solid lines) results, in terms of velocity and along  $y$ -axis at the mid-length of the cavity,  $u$  ( $A/2$ ,  $y$ ), as displayed in Figures 4-6, is given the validity of the approximate analytical solution. In addition, analytical and numerical values of the mean Nusselt number,  $Nu$ , presented in Figures 7 and 8, also show a perfect agreement.

Figures 4 and 5 present typical profiles for horizontal velocities in the mid-section of the enclosure for various values of the Hartmann and Reynolds number. These profiles are anti-symmetrical with respect to the center of the layer. It is clear that with the increase in  $Ha$  or

Re, the velocity decreases. As expected that, in the absence of magnetic fields ( $Ha = 0$ ) and  $Re = 10$ , the increase of Ri leads to a transition between the convection regimes (foced convection for  $Ri = 10$ , free convection for  $Ri = 1000$ ), as displayed in Figures 4 and 5. In fact, for higher Hartman number, the velocity in the core region is completely suppressed, except near the end moving walls.

Figures 7 and 8 gives the variation of average Nusselt number with Hartmann number for various values of Reynolds number and Richarson number. It is seen that average Nusselt number in start (for small Hartmann number) is strongly dependent on the Reynolds number and Richarson number and for an increase of Hartmann number the average Nusselt number decreases. As expected, the effect of magnetic field is suppressing the convective heat transfer and retards the fluid motion via the Lorentz force. That's what makes the isothermal lines become practically parallel to the vertical walls.

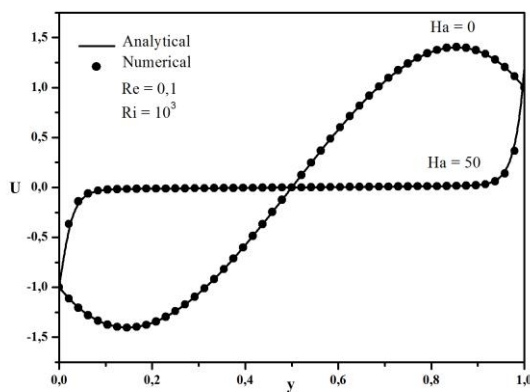


Figure 4: Velocity profiles at mid length of the cavity for  $Ri = 10^3$ ,  $Re = 0.1$  and various values of  $Ha$ .

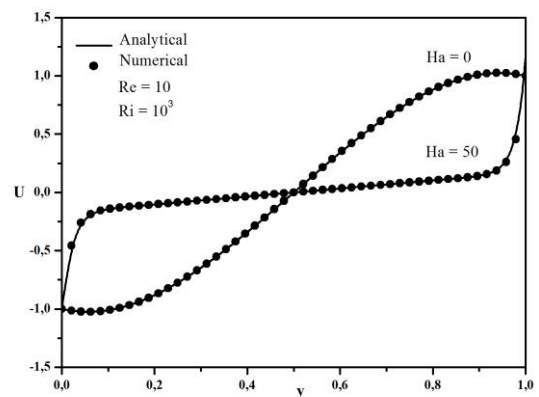


Figure 5: Velocity profiles at mid length of the cavity for  $Ri = 10^3$ ,  $Re = 10$  and various values of  $Ha$ .

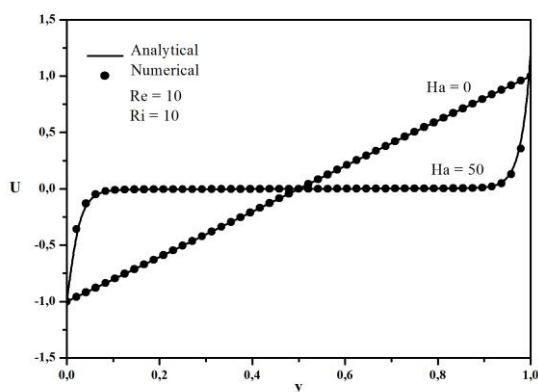


Figure 6: Velocity profiles at mid length of the cavity for  $Ri = 10$ ,  $Re = 10$  and various values of  $Ha$ .

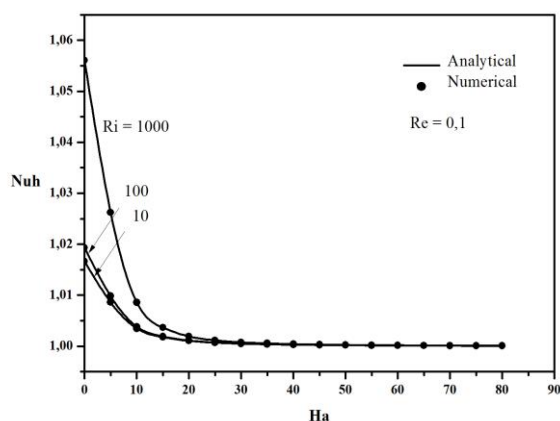


Figure 7 : The variation of the Nusselt number with different  $Ha$  for  $Re=0.1$  and various values of  $Ri$

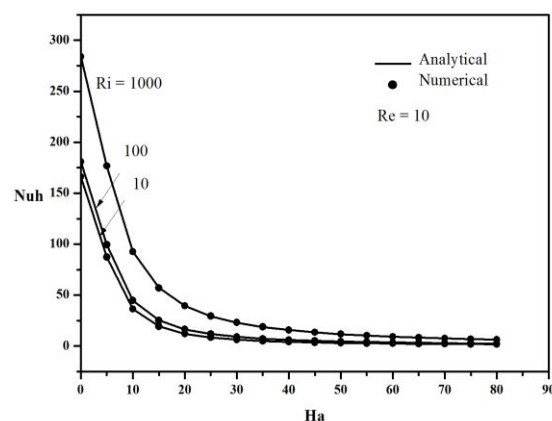


Figure 8 : The variation of the Nusselt number with different  $Ha$  for  $Re=10$  and various values of  $Ri$

#### 4. Conclusion

The numerical and analytical study of mixed convection in a two-dimensional horizontal shallow enclosure under a uniform magnetic field, has been conducted in the case where both short vertical sides are submitted to uniform heat fluxes while the long horizontal ones are assumed adiabatic, and are moving with constant speed. The results obtained show that the Hartmann number increase leads to a decrease in the heat transfer, On the other hand, the  $Re$  and  $Ri$  numbers increases the heat transfer. With regard to the velocity, it is suppressed when the magnetic field is strong, and the core region becomes stagnant.

#### References

- [1] C. Vives and C. Perry, "Effects of magnetically damped convection during the controlled solidification of metals and alloys," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 30, no. 3, pp. 479–496, 1987.
- [2] P. A. Davidson, "Magnetohydrodynamics in materials processing," *Fluid Mech. its Appl.*, vol. 99, pp. 49–86, 2012.
- [3] H. P. Utech and M. C. Flemings, "Elimination of solute banding in indium antimonide crystals by growth in a magnetic field," *J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 5, pp. 2021–2024, 1966.
- [4] G. H. R. Kefayati, "FDLBM simulation of magnetic field effect on mixed convection in a two sided lid-driven cavity filled with non-Newtonian nanofluid," *Powder Technol.*, vol. 280, pp. 135–153, 2015.
- [5] H. Elharfi, M. Naïmi, M. Lamsaadi, A. Raji, and M. Hasnaoui, "Mixed Convection Heat Transfer for Nanofluids in a Lid-Driven Shallow Rectangular Cavity Uniformly Heated and Cooled from the Vertical Sides: The Cooperative Case," *ISRN Thermodyn.*, vol. 2012, no. September, pp. 1–16, 2012.
- [6] J. P. Garandet, T. Alboussiere, and R. Moreau, "Buoyancy driven convection in a rectangular enclosure with a transverse magnetic field," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol.

- 35, no. 4, pp. 741–748, 1992.
- [7] P. Vasseur, M. Hasnaoui, E. Bilgen, and L. Robillard, “Natural Convection. in an Inclined Fluid Layer With a Transverse Magnetic Field: Analogy With a Porous Medium,” *Heat Mass Transf.*, vol. 117, no. 121, 1995.
- [8] S. V. Patankar, “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow,” *Ser. Comput. Methods Mech. Therm. Sci.*, vol. 67, 1980.
- [9] A. D’Orazio, A. Karimipour, A. H. Nezhad, and E. Shirani, “Lattice Boltzmann method with heat flux boundary condition applied to mixed convection in inclined lid driven cavity,” *Meccanica*, vol. 50, no. 4, pp. 945–962, 2015.

# Etude expérimentale et numérique du refroidissement de paroi par transpiration au travers d'un matériau poreux

Philippe Reulet<sup>1</sup>, Olivier Léon<sup>1</sup>, Emmanuel Laroche<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ONERA/DMPE Université de Toulouse, F-31055 Toulouse

\*(auteur correspondant : philippe.reulet@onera.fr)

**Résumé** - La présente étude vise à caractériser expérimentalement l'efficacité de refroidissement d'une paroi microporeuse et à valider le modèle numérique implanté dans le code CEDRE. L'article présente le banc d'essais et les résultats des essais en termes d'efficacité de refroidissement et de champ aérodynamique généré par l'interaction de l'écoulement principal (vitesse débitante 15 m/s, 400 K) avec le débit injecté au travers du matériau poreux (vitesse d'injection 1.1 m/s, 300 K). Ces résultats expérimentaux servent de données de validation pour la simulation numérique de l'écoulement principal avec le modèle de paroi poreuse. Dans les conditions d'essais choisies, l'écoulement injecté crée un blocage de l'écoulement principal, ce qui protège complètement la paroi et permet d'atteindre une efficacité de refroidissement proche de 1. Au niveau expérimental, l'efficacité est inférieure à 1 probablement à cause du terme de flux radiatif des parois de la veine chaude, qui n'est pas pris en compte dans la simulation.

## Nomenclature

$e$	épaisseur paroi, $m$	$\mu$	viscosité dynamique, $Pa.s$
$p$	pression, $Pa$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$U, W$	vitesses, $m.s^{-1}$	$\tau$	coefficient de transmission du hublot
$V$	vitesse injection, $m.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	température, $K$	$c$	chaud
$x, y$	coordonnées spatiales, $m$	$f$	froid
<i>Symboles grecs</i>		$p$	paroi
$\varepsilon$	émissivité		
$\eta$	efficacité de refroidissement		

## 1. Introduction

La réduction de la consommation des chambres de combustion des turboréacteurs fonctionnant à fort taux de compression passe par l'augmentation des températures au niveau du foyer. Ces conditions de fonctionnement induisent des contraintes thermiques fortes sur les parois, qui doivent être protégées par des techniques de refroidissement assurant l'intégrité des matériaux. Actuellement la paroi est perforée de trous droits inclinés dans le sens de l'écoulement ; une fraction de l'air issu du compresseur vient traverser ces trous et forme en surface chaude un film qui isole la plaque des fluides chauds et la protège des mouvements de flamme. Ce mécanisme est appelé *film cooling* [1]. Cette solution très efficace utilise pourtant beaucoup d'air qui pourrait servir à la combustion. Par ailleurs, il a été démontré que la *transpiration*, c'est-à-dire le fait de remplacer la paroi perforée par une paroi microporeuse est une solution théoriquement plus efficace de par la grande surface d'échanges internes et qui utilise moins d'air [2] [3], mais les pertes de charge à sa traversée pourraient affaiblir le film protecteur en surface et elle est mécaniquement assez faible.

Un projet de recherche impliquant plusieurs départements de l'Onera a été lancé pour élaborer des matériaux présentant divers compromis entre film cooling et échanges de chaleur

internes, afin de protéger la paroi de chambre de combustion tout en minimisant le débit d'air traversant. Un objectif de ces travaux est donc d'évaluer leur efficacité de refroidissement dans des conditions en similitude des conditions réelles, afin de hiérarchiser les solutions. Dans un deuxième temps, un modèle de paroi poreuse qui a été intégré au code de calcul CEDRE de l'Onera, doit être validé par rapport à des données expérimentales. C'est l'objet du présent article.

## 2. Montage expérimental

Un banc d'essais a été conçu afin d'étudier les différents matériaux au moyen de deux principales techniques de mesure : la thermographie infrarouge pour la mesure de température de paroi et la vélocimétrie laser Doppler (LDV) pour la caractérisation aérodynamique de l'écoulement.

### 2.1. Banc d'essais

Le banc d'essais (Figure 1) a été présenté en détails dans l'article [4]. Sont rappelées ici les principales caractéristiques. Il est composé de deux veines indépendantes, séparées par une paroi isolée thermiquement et permettant le montage d'un échantillon carré de matériau perforé ou poreux de 98 mm de côté.

La veine supérieure accueille un écoulement d'air chaud, régulé à la fois en débit et en température. La pression statique y est proche de la pression atmosphérique. Les dimensions de cette veine sont de 400x150x68 mm (L x l x h). Cette veine est équipée de hublots en silice sur les parois latérales et d'un hublot en ZnSe sur la paroi supérieure, permettant la mise en œuvre de techniques optiques. Le débit d'air chaud est fixé à 133 g/s pour une température de 400 K, soit une vitesse débitante proche de 15 m/s.

L'écoulement d'air dans la veine inférieure est à température ambiante (proche de 300 K) et sa pression peut être variée afin d'engendrer un débit d'air à travers l'échantillon placé dans la paroi séparatrice. La sortie de cette veine est contrôlée par une vanne, permettant plusieurs modes de régulation en débit ou pression. Dans la suite de cette étude, cette vanne est fermée afin de déterminer exactement le débit d'air traversant les échantillons.

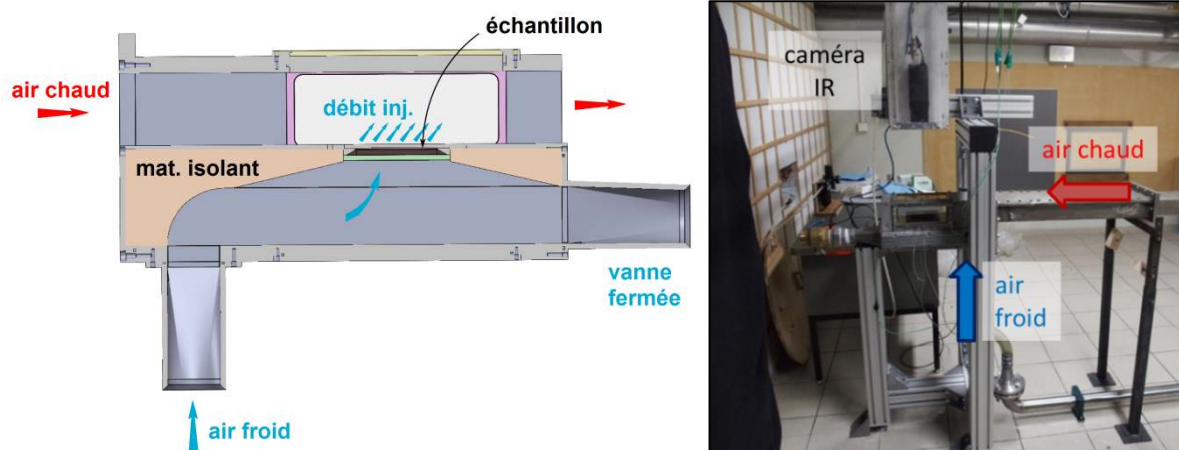


Figure 1 – Schéma de la veine double flux et photo du montage

### 2.2. Moyens de mesure

Sur la veine d'essais sont installés 5 thermocouples contrôlant les températures des écoulements chaud et froid, des parois de veine supérieure et inférieure, et de l'air environnant. De plus, une prise de pression statique est placée dans chacune des deux veines,



permettant le contrôle de la différence de pression au moyen d'un capteur différentiel de gamme 0-100 mbar. L'alimentation en air froid est contrôlée par une baie de mesure avec une vanne proportionnelle de régulation en pression dont la consigne est fournie par la chaîne de mesure. Le débitmètre permet la mesure précise du débit injecté sur la gamme 0-35.9 g/s.

### 2.2.1. Efficacité de refroidissement

Les mesures de la température de surface des échantillons sont réalisées par une caméra infrarouge FLIR SC655 (détecteur micro-bolomètre, 640x480, bande III), placée au-dessus de la veine d'essais (Figure 1-droite). Sur la paroi supérieure de la veine est installé un hublot infrarouge en ZnSe de coefficient de transmission  $\tau = 0.96$ . Le post-traitement des mesures pour obtenir l'efficacité de refroidissement  $\eta$  est détaillé dans [4] : elle est calculée à partir des mesures de température de surface  $T_p$  et des températures d'écoulement chaud  $T_c$  et froid  $T_f$ . L'incertitude de la mesure d'efficacité est estimée à  $\pm 0.04$ .

$$\eta = \frac{T_c - T_p}{T_c - T_f}$$

### 2.2.2. Champ de vitesse

Les mesures du champ de vitesse sont effectuées par un vélocimètre laser à 2 composantes : horizontale U (vitesse débitante) et verticale W, soit les 2 composantes du plan vertical.

Le vélocimètre monté pour ces essais utilise une configuration optique dite « en diffusion avant » où les têtes d'émission et de réception sont placées de part et d'autre de la veine d'essai. Cette configuration optimise le rapport signal/bruit optique de l'instrument et améliore la qualité de la mesure et les cadences d'acquisitions.

Les particules qui permettent la mesure de la vitesse sont produites par deux générateurs d'aérosol TOPAS ATM-210, alimentés en DEHS (CAS# 122-62-3). L'injection de l'aérosol est réalisée dans l'écoulement principal chaud et dans l'écoulement secondaire froid. Il est à noter que lors de ces essais, la perméabilité du matériau poreux diminue lentement à cause de l'accumulation de DEHS. L'alimentation de l'air froid est régulée en débit de façon à garantir la vitesse d'injection. Il est donc nécessaire de nettoyer régulièrement l'échantillon en le portant à haute température pour éliminer le DESH.

Les statistiques de la vitesse sont calculées par le logiciel Onera Assa [5] à partir des fichiers d'acquisitions du système TSI.

## 3. Modèle numérique

Les simulations numériques sont réalisées avec le solveur CHARME inclus dans la plateforme CEDRE développée à l'ONERA [6]. Un modèle numérique 3D de 800000 éléments hexaédriques est construit à partir de la géométrie décrite ci-dessus à l'aide du logiciel ICEM-CFD. Un modèle 2D ne permettrait en effet pas d'appréhender d'éventuels effets de bord dus à l'encastrement de la plaque étudiée. La taille de maille retenue en amont et au niveau de la paroi transpirante est de 10  $\mu\text{m}$ , ce qui permet de garantir un  $y^+$  de 0.16 et 0.04 respectivement pour les parties imperméables et transpirantes. Ce niveau de  $y^+$  garantit une indépendance des flux de chaleur obtenus par rapport au maillage. La veine chaude est discrétisée par 100 cellules sur sa hauteur, la taille maximale de cellule étant inférieure à 2 mm à mi-hauteur de veine. L'air est supposé à chaleur massique constante ( $C_p=1004.5 \text{ J/kg/K}$ ), et la viscosité dynamique suit la loi de Sutherland.

Le profil de vitesse de l'écoulement chaud est directement issu des mesures LDV décrites en 2.2.2, et correspond à une vitesse moyenne de  $14.8 \text{ m.s}^{-1}$  (soit un débit de  $133 \text{ g.s}^{-1}$ ). La température des gaz chauds est en amont de 400 K. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle  $k-\omega$  SST de Menter. Le niveau d'énergie cinétique de turbulence amont de l'écoulement chaud est fixé à  $1 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$  en cohérence avec les mesures LDV. La dissipation spécifique  $\omega$  est fixée à  $100 \text{ s}^{-1}$ , ce qui rend compte d'un niveau de turbulence important au centre de la veine chaude. L'écoulement de refroidissement est injecté avec une température de 303 K, et une vitesse de  $1.08 \text{ m.s}^{-1}$ , correspondant à un débit froid de  $7.9 \text{ g/s}$ . Le niveau d'énergie cinétique de turbulence amont de l'écoulement froid est arbitrairement fixé à  $0.01 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$  et la dissipation spécifique  $\omega$  est fixée à  $100 \text{ s}^{-1}$ , ce qui rend compte d'une turbulence de faible intensité dans la veine froide. La diffusion turbulente de chaleur est modélisée au travers d'un nombre de Prandtl turbulent constant et fixé à 0.9.

Le modèle de paroi poreuse utilisé dans CEDRE est directement dérivé de travaux effectués pour des applications de type refroidissement par multiperforations [7]. Ce modèle identifie le différentiel de pression présent de part et d'autre de la paroi et évalue le débit injecté sur la base d'une loi de perméabilité de type Darcy-Forcheimer (paragraphe 4.2). Il effectue en outre un bilan thermique 1D qui permet d'évaluer les niveaux de température respectifs de la paroi côté aspiration ou soufflage.

## 4. Caractérisation expérimentale et simulations numériques

Suite à la première campagne expérimentale [4], un échantillon de matériau poreux a été sélectionné pour effectuer une caractérisation plus détaillée de l'écoulement et comparer les résultats des simulations numériques aux données expérimentales.

### 4.1. Echantillon

Un matériau poreux élaboré en interne à l'Onera (éch. M [4]) a été testé. Ce matériau a été obtenu à partir de procédés conventionnels de frittage de poudre inco718 (diamètre  $200 \mu\text{m}$ ).

Afin d'effectuer des mesures par thermographie infrarouge quantitatives, l'émissivité de l'échantillon doit être parfaitement connue et maximale pour minimiser l'incertitude de mesure. Pour un échantillon poreux, il n'est pas envisageable d'utiliser une peinture au risque de réduire fortement la perméabilité. Son émissivité a donc été estimée directement à l'aide d'un thermocouple de surface, la valeur obtenue pour l'échantillon M est  $\varepsilon = 0.65$ .

### 4.2. Caractérisation de la perméabilité de l'échantillon

La première campagne d'essais a été effectuée pour caractériser la perméabilité des échantillons montés sur la veine, sans écoulement chaud. L'alimentation en air froid est utilisée seule, le débit injecté est mesuré pour différents paliers de surpression. A partir de ces mesures, les coefficients de la loi de perméabilité ( $K_{Darcy}$  et  $P_{Forch}$ ) sont identifiés selon

$$\text{l'équation : } \frac{\Delta p}{e} = \frac{\rho \cdot V^2}{P_{Forch}} + \frac{\mu \cdot V}{K_{Darcy}}$$

A titre indicatif, la dernière colonne du Tableau 1, donne la surpression nécessaire pour obtenir une vitesse d'injection de  $1.0 \text{ m/s}$ .

Echantillon	Epaisseur mm	K Darcy $\text{m}^2$	Perm. Forch. m	Section déb. mm x mm	$\Delta p@V=1\text{m/s}$ mbar
M	2.9	2.16E-11	1.40E-05	78x78	26.7

Tableau 1 – Paramètres de perméabilité de l'échantillon M

### 4.3. Caractérisation de l'efficacité de refroidissement

Les essais de caractérisation de l'efficacité de refroidissement ont été réalisés avec une mesure simultanée du débit et de la surpression de l'écoulement injecté au travers des matériaux. Différents paliers de surpression ont été étudiés entre 0 et 35 mbar, cette dernière valeur correspondant à 3.5% de la pression statique côté écoulement chaud, ce qui est proche des conditions réelles de fonctionnement des injecteurs de chambres de combustion.

La cartographie de l'efficacité de refroidissement est tracée sur la Figure 2, pour un niveau de surpression de 33.3 mbar.

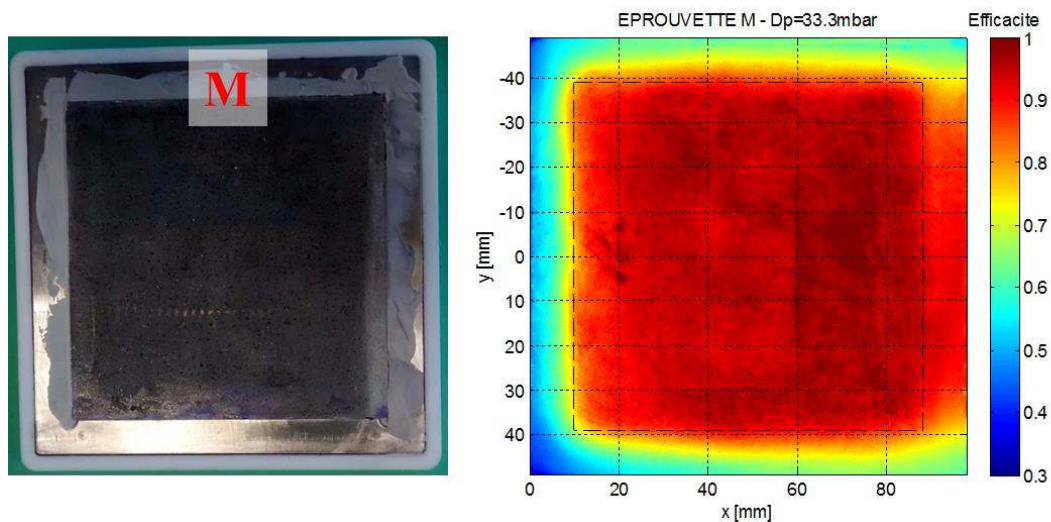


Figure 2 – Photo de l'échantillon et cartographie d'efficacité de refroidissement (vue côté chaud)

L'image d'efficacité de refroidissement correspond à l'intégralité de l'échantillon  $98 \times 98 \text{ mm}^2$ , le sens de l'écoulement chaud est de la gauche vers la droite. Compte tenu du mode de fixation des échantillons par collage, l'injection d'air froid est bloquée sur une largeur de 10 mm sur les bords. La surface utile de  $78 \times 78 \text{ mm}^2$  est délimitée par le cadre en pointillés longs (Figure 2).

Les matériaux poreux présentent un plateau d'efficacité sur toute la surface d'injection et un refroidissement relativement uniforme. D'autre part, on peut remarquer que l'efficacité en aval de la zone d'injection reste relativement élevée par rapport à l'amont. Ce phénomène indique la présence d'un film froid qui protège la paroi des échanges avec l'écoulement chaud.

La comparaison plus précise de l'évolution de l'efficacité de refroidissement suivant la direction de l'écoulement (x) est tracée sur la Figure 3-gauche. Ces profils sont obtenus par une moyenne suivant la direction transverse, dans la zone centrale des échantillons soit  $|y| \leq 34 \text{ mm}$ . L'efficacité moyenne est calculée par la moyenne de ces profils, dans la zone centrale de l'échantillon, soit  $20 \text{ mm} \leq x \leq 78 \text{ mm}$  (Figure 3-droite).

Ces courbes confirment que l'efficacité de refroidissement présente une zone uniforme au centre de l'échantillon, couvrant toute la zone d'injection d'air froid. Pour les plus faibles soufflages, l'efficacité est plus faible à l'amont qu'à l'aval ce qui semble indiquer que l'écoulement chaud interagit avec la paroi et que le film cooling se développe avec l'accumulation du débit froid injecté. Lorsque la surpression augmente et atteint 10 mbar, il apparaît un palier sur la courbe d'efficacité moyenne qui indique que l'échantillon est bien protégé de l'écoulement chaud et parfaitement refroidi. L'écart à 100% d'efficacité (comme le montreront les simulations numériques) pourrait venir des échanges radiatifs entre les parois de la veine chaude et l'échantillon.

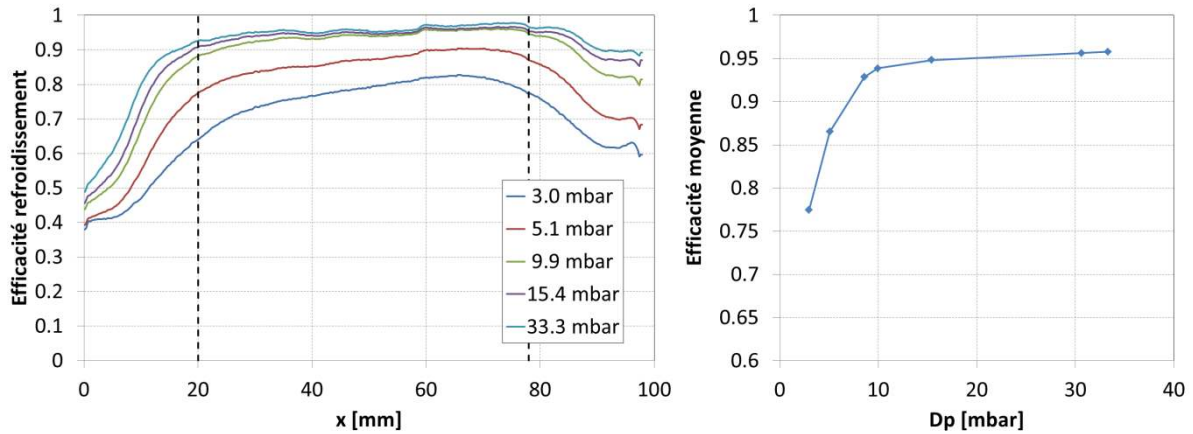


Figure 3 – Variation des profils d'efficacité de refroidissement en fonction du débit injecté

#### 4.4. Champ de vitesse de l'écoulement

Le champ de vitesse dans le plan médian de la veine est représenté sur la Figure 4. La couche limite en amont de l'échantillon présente une forme typique de canal développé. La bidimensionnalité de l'écoulement moyen a été validée par des mesures à  $y = \pm 30 \text{ mm}$ . Sur l'échantillon poreux, l'injection du fluide froid avec une vitesse moyenne proche de 1 m/s dévie l'écoulement principal. Des mesures au centre de l'échantillon à  $y = \pm 30 \text{ mm}$  montrent que l'écoulement principal devient tridimensionnel à cause de la largeur réduite de la zone d'injection de l'échantillon (78 mm) par rapport à la dimension de la veine (150 mm).

Afin d'analyser plus précisément le comportement de l'écoulement injecté en proche paroi, une zone réduite a été caractérisée au centre de l'échantillon (image de droite). Les profils de vitesse montrent bien une injection verticale dont la vitesse varie fortement suivant la position : dans la gamme 0.2 à 2.0 m/s. En effet le matériau poreux présente à cette échelle des grains de taille  $200 \mu\text{m}$  séparés par de petites cavités où passe l'écoulement. Dès que l'on atteint une distance de 1.7 mm au-dessus de la paroi, l'écoulement s'uniformise pour atteindre une vitesse moyenne proche de 1 m/s, ce qui est cohérent avec le débit injecté.

A l'aval de l'échantillon, au centre de la veine, le blocage de l'écoulement principal par l'injection induit une petite recirculation, visible sur le profil à  $x = 119 \text{ mm}$ . D'autres profils acquis dans le plan  $x = 119 \text{ mm}$  montrent que cette recirculation est complètement tridimensionnelle : elle est alimentée aussi bien par l'écoulement aval que par les côtés.

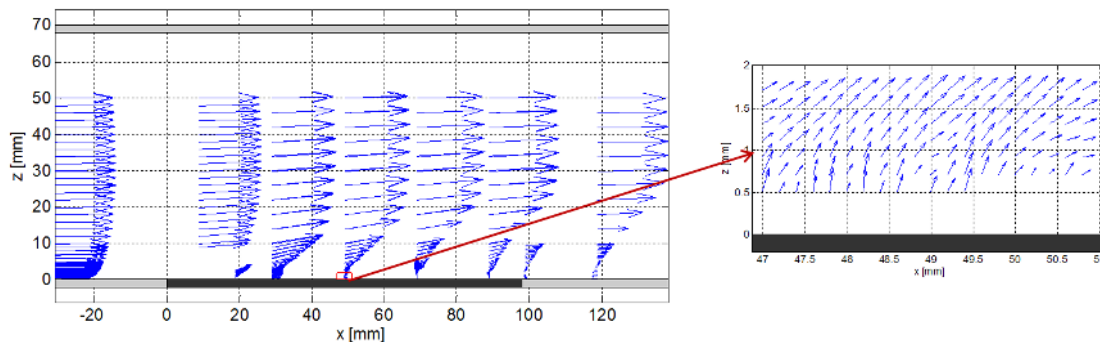


Figure 4 – Champ de vitesse dans le plan médian de la veine

La simulation numérique CEDRE est en accord avec ces constatations et permet d'apporter des informations complémentaires. Le débit étant fixé en entrée de veine froide, le caractère pertinent du modèle de paroi poreuse peut en premier lieu se vérifier sur le niveau de perte de

charge évalué, qui est bien de l'ordre de 30 mbar, en cohérence avec l'expérience. La Figure 5 permet de visualiser le champ de température obtenu dans le plan de symétrie de la veine chaude. L'écoulement froid induit une zone de protection atteignant 20 mm de hauteur en sortie d'échantillon, et se traduisant par une efficacité 'idéale' de 1. Il est à noter que le débit soufflé est jugé important et qu'aucune tentative d'optimisation n'a été conduite sur ce point. Le refroidissement apporté par le film est de type fente, et ne génère pas d'écoulement secondaire, si ce n'est sur les bords de l'échantillon (Figure 6). En revanche, le fort taux de soufflage est à l'origine d'un décollement du film et d'une zone de recirculation en sortie d'échantillon.

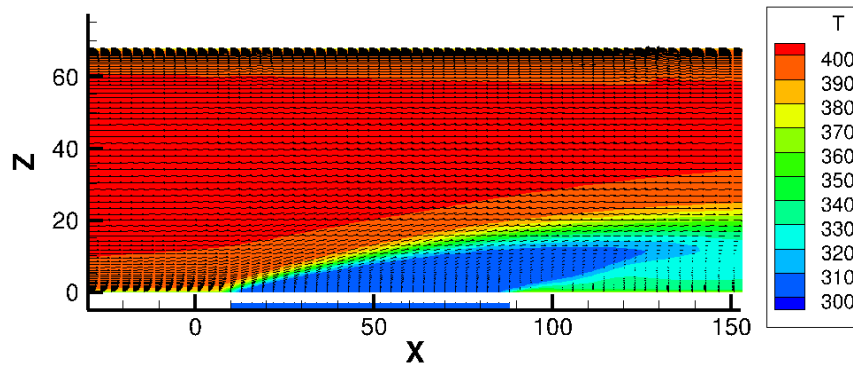


Figure 5 – Simulation numérique – plan médian ( $y=0$ )

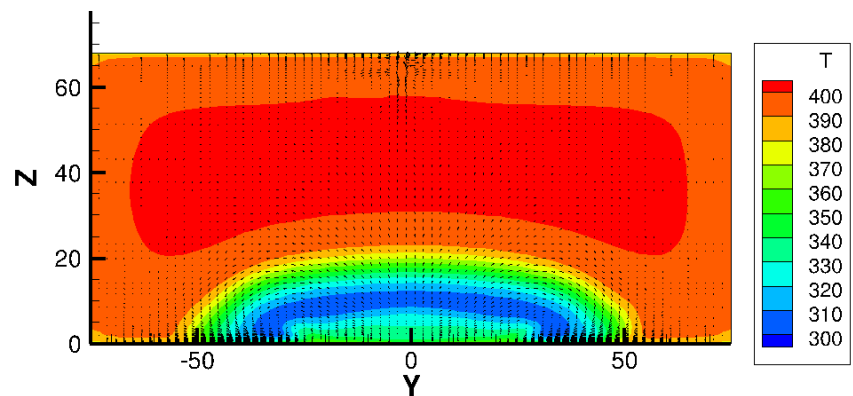


Figure 6 – Simulation numérique – plan transverse à  $x=119$  mm

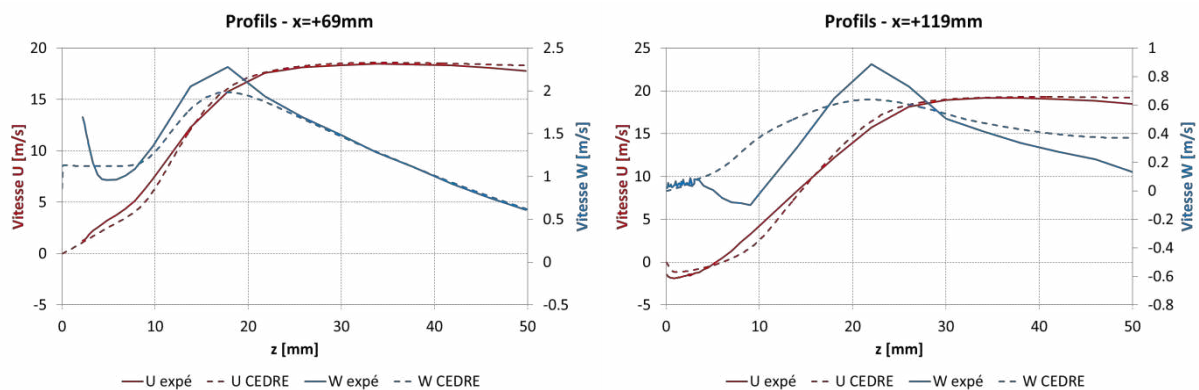


Figure 7 – Comparaison des profils de vitesse expérimental/numérique – plan médian

La Figure 7 montre la comparaison des profils de vitesse entre mesures LDV et simulation CEDRE. Cette comparaison porte sur des profils extraits à  $x = 69$  mm, soit au-dessus de

l'échantillon, et à  $x = 119 \text{ mm}$ , soit en aval de l'échantillon. L'accord est quantitativement bon, même si les écarts apparaissent plus importants sur la vitesse normale à la paroi. Le profil amont montre l'absence de recirculation en zone proche paroi, alors qu'une recirculation est bien présente sur le profil aval. L'étendue et l'amplitude de la zone de recirculation sont en outre correctement évaluées.

## 5. Conclusion et perspectives

Une campagne d'essais a été menée pour la caractérisation de l'efficacité de refroidissement d'une paroi poreuse pour une application aux chambres de combustion aéronautiques. Cette campagne a aussi permis de caractériser le champ de vitesse dans l'écoulement principal et son interaction avec l'air injecté au travers du matériau poreux.

Ces données expérimentales ont servi à la validation d'un modèle de paroi poreuse récemment implanté dans la plateforme CEDRE. Le champ de vitesse calculé prédit correctement l'interaction des deux écoulements. Dans les conditions d'essais choisies, l'efficacité de refroidissement calculée à égale à 1, alors que les mesures montrent une valeur légèrement plus faible. Cet écart pourrait être attribué à des échanges par rayonnement de la veine chaude sur l'échantillon, phénomène non pris en compte dans la simulation.

Pour la suite de ces travaux il serait intéressant de prendre en compte le rayonnement entre les parois de la veine et l'échantillon dans la simulation puis de poursuivre cette validation en abaissant le débit d'air injecté et de comparer la baisse d'efficacité de refroidissement aux mesures thermiques réalisées.

## Références

- [1] J.M. Emidio, "Refroidissement pariétal par multiperforations. Détermination de lois d'efficacité de refroidissement dans des conditions réelles de fonctionnement de chambres de combustion de turbines aéronautiques", Thèse de doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, 1998.
- [2] J.C. Rodet, G.A. Campolina-Franca, P. Pagnier, R. Morel, A. Lallemand, "Etude en soufflerie thermique du refroidissement de parois poreuses par effusion de gaz", *Revue Générale de Thermique*, Vol. 37, pp. 123-136, 1997.
- [3] J. Belletre, "Transferts de masse et de chaleur dans la couche limite pariétale et à l'intérieur d'une paroi poreuse plane soumise à de l'effusion ou de la transpiration", Thèse de doctorat de l'INSA Lyon, 1998.
- [4] P. Reulet, O. Léon, O. Lambert, C. Davoine, "Caractérisation expérimentale de l'efficacité du refroidissement de parois multiperforées ou poreuses par transpiration", 25<sup>e</sup> Congrès Français de Thermique, 30 mai au 2 juin 2017, Marseille.
- [5] F. Micheli, M. Lavieille, P. Millan, "ASSA, un outil de référence pour le traitement du signal en vélocimétrie laser", 10<sup>e</sup> Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL), 19 au 22 septembre 2006, Toulouse.
- [6] Refloch, A., Courbet, B., Murrone, A., Villedieu, P., Laurent, C., Gilbank, P., Troyes, J., Tessé, L., Chaineray, G., Dargaud, J.B., Quémerais, E. & Vuillot, F., 2011, "CEDRE software" *Aerospace Lab J. n°2*, 2011.
- [7] P. Grenard, D. Scherrer, "A modified wall boundary condition for multi-perforated walls", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 67, pp. 16-24, 2013.

# Analyse de différents modèles de simulation des grandes échelles pour les écoulements turbulents fortement anisothermes

Dorian DUPUY, Adrien TOUTANT\*, Françoise BATAILLE

Laboratoire PROMES-CNRS (UPR 8521), Tecnosud-Rambla de la thermodynamique, 66100

Perpignan - France

Université de Perpignan via Domitia

\*(auteur correspondant : adrien.toutant@univ-perp.fr)

**Résumé** - La simulation des grandes échelles d'un écoulement quasi-compressible fortement anisotherme est étudiée. La pertinence de différents modèles sous-mailles est analysée par comparaison des résultats à une simulation numérique directe filtrée. Des modèles issus de la littérature sont considérés et des modèles originaux sont proposés. On se focalise sur l'effet des modèles sur les bilans de quantité de mouvement et d'énergie, et en particulier sur le flux de chaleur et le frottement aux parois. L'analyse est réalisée pour deux formulations, la formulation Vitesse et la formulation Favre.

## Nomenclature

$C_p$	Capacité thermique, $J\ kg^{-1}\ K^{-1}$
$h$	Demi-hauteur du canal, m
$P$	Pression mécanique, Pa
$P_0$	Pression thermodynamique, Pa
$Q$	Flux de chaleur conductif, $W\ m^{-2}$
$r$	Constante spécifique, $J\ kg^{-1}\ K^{-1}$
$Re_\tau$	Nombre de Reynolds de frottement
$T$	Température, K
$t$	Temps, s
$Pr$	Nombre de Prandtl
$U$	Vitesse, m/s
$x$	Direction longitudinale
$y$	Direction perpendiculaire aux parois
$z$	Direction transverse

## Symboles grecs

$\Delta_i^+$	Taille de maille adimensionnée, direction $i$
$\Delta_i$	Taille du filtre, direction $i$ , m
$\lambda$	Conductivité thermique, $W\ m^{-1}\ K^{-1}$
$\nu$	Viscosité cinématique, $m^2/s$
$\nu_e$	Viscosité sous-maille, $m^2/s$
$\rho$	Masse volumique, $kg/m^3$
$\Sigma$	Tenseur des contraintes de cisaillement, Pa
$\gamma$	Indice adiabatique

## Indices et exposants

$\omega$	Grandeur à la paroi
$\bar{\cdot}$	Filtre classique, non-pondéré
$\tilde{\cdot}$	Filtre de Favre, pondéré par $\rho$
$\langle \cdot \rangle$	Moyenne statistique

## 1. Introduction

Dans les centrales solaires à tour à haute température, le rayonnement solaire est concentrée afin d'augmenter la température d'un fluide caloporteur. Le récepteur solaire reçoit le flux solaire sur une seule face et doit transférer son énergie sous forme de chaleur au fluide caloporteur. L'optimisation de la géométrie interne du récepteur solaire représente un enjeu majeur. Les transferts thermiques vers le fluide doivent être maximisés tout en limitant les pertes de charge [1]. L'écoulement dans le récepteur solaire est turbulent (nombre de Reynolds de l'ordre de  $10^5$ ) et d vitesse faible devant la vitesse du son (nombre de Mach inférieur à  $10^{-2}$ ). Par ailleurs, il est fortement anisotherme puisque le récepteur solaire reçoit flux solaire typique de l'ordre de  $600\ kW\ m^{-2}$ , générant une élévation de température d'environ 300 K. La simulation numérique de l'écoulement présent dans le récepteur solaire nécessite des modèles de turbulence adaptés [2, 3] car les écoulements turbulents, fortement anisothermes et à bas nombre de Mach, sont sujets à un fort couplage entre la turbulence et le gradient de température [4].



L'utilisation de modèles de type RANS permet de prédire les principaux effets du gradient de température sur les grandeurs moyennes de l'écoulement mais sont moins efficaces pour la prédiction des grandeurs fluctuantes [5]. Une alternative est la simulation des grandes échelles (LES), qui repose sur la résolution explicite des grandes échelles de la turbulence et l'utilisation de modèles sous-maillages pour décrire l'effet des plus petites échelles sur les grandes échelles. La modélisation de type simulation des grandes échelles des équations de bas nombre de Mach, adaptés aux écoulements présents dans les récepteurs solaires, donnent lieu à un ensemble de termes sous-maillages spécifiques [6]. L'étude a priori des termes sous-maillages à partir de simulations numériques directes (DNS) a permis d'identifier les termes sous-maillages prépondérants pour les écoulements fortement anisothermes [6, 7].

On étudie a posteriori la pertinence de différents modèles pour ces termes sous-maillages par la réalisation de DNS et LES d'un canal plan bipériodique fortement anisotherme. Cette géométrie est l'une des plus simples qui reproduise les spécificités des écoulements des récepteurs solaires. La température des deux parois est imposée à 293 K et 586 K, générant un fort gradient de température. Le nombre de Reynolds de frottement de la simulation est 180. Le fluide considéré est de l'air. Les champs locaux instantanés de la DNS sont filtrés à la résolution des LES, permettant une comparaison directe des résultats avec ceux des LES. La pertinence du modèle structurel Gradient [8] et des modèles sous-maillages fonctionnels de Smagorinsky [9], WALE [10], Sigma [11] et AMD [12] est comparée pour la prédiction des statistiques moyennes de la turbulence. De plus, on propose des variantes anisotropes de différents modèles, et des modèles mixtes tensoriels combinant modèle AMD et modèle gradient. L'utilisation d'une méthode dynamique pour chacun des modèles est enfin considérée. L'étude est réalisée pour deux formulations, la formulation Vitesse et la formulation Favre (pondération par la masse volumique).

Les équations de bas nombre de Mach filtrées sont présentées dans la section 2. Les modèles sous-maillages considérés sont développés dans la section 3. La méthode numérique et la géométrie étudiée sont données dans la section 4. Enfin, les résultats sont discutés dans la section 5.

## 2. Équations de bas nombre de Mach filtrées

On considère un écoulement turbulent à bas nombre de Mach. Dans ces conditions, la méthode de Paolucci [13] permet de négliger les phénomènes acoustiques. L'écoulement est modélisé par les équations de bas nombre de Mach [6], où la pression est séparée en pression thermodynamique  $P_0$ , constante dans l'espace, et pression mécanique  $P$ . Le fluide est de l'air, assimilé à un gaz parfait de constante spécifique  $r = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . La gravité est négligée.

La simulation des grandes échelles est théoriquement représentée par l'application d'un filtre spatial. On considère un filtre spatial volumique (filtre classique,  $\overline{\cdot}$ ) [14], et un filtre pondéré par la masse volumique (filtre de Favre,  $\tilde{\cdot}$ ) défini par  $\tilde{\phi} = \overline{\rho\phi}/\bar{\rho}$ . Le filtrage des équations de bas nombre de Mach a été étudié a priori à partir de simulations numériques directes [6, 7] dans deux formulations, la formulation Vitesse fondée sur le filtre classique, et la formulation Favre, fondée sur le filtre de Favre. En ne conservant que les termes sous-maillages prépondérants à modéliser, les équations de bas nombre de Mach sont données par :

— Formulation Vitesse :

$$\partial_t \bar{\rho} + \partial_j (\bar{\rho} \bar{U}_j + F_{\rho U_j}) = 0 \quad (1)$$

$$\bar{\rho} \partial_t \bar{U}_i = -\bar{\rho} \partial_j (\bar{U}_j \bar{U}_i + F_{U_j U_i}) + \bar{\rho} \bar{U}_i \partial_j \bar{U}_j - \partial_i \bar{P} + \partial_j \Sigma_{ij}(\bar{\mathbf{U}}, \bar{\mathbf{T}}) \quad (2)$$

$$\gamma P_0 \partial_j \bar{U}_j = (\gamma - 1) \partial_j Q_j(\bar{\mathbf{T}}) - \partial_t P_0 \quad (3)$$

$$P_0 = r \bar{\rho} \bar{T} \quad (4)$$



— Formulation Favre :

$$\partial_i \bar{\rho} + \partial_j \bar{\rho} \tilde{U}_j = 0 \quad (5)$$

$$\partial_t \bar{\rho} \tilde{U}_i = -\partial_j \left( \bar{\rho} \tilde{U}_j \tilde{U}_i + \bar{\rho} G_{U_j U_i} \right) - \partial_i \bar{P} + \partial_j \Sigma_{ij}(\tilde{\mathbf{U}}, \tilde{T}) \quad (6)$$

$$\gamma P_0 \partial_j (\tilde{U}_j - \bar{\rho} G_{U_j / \rho}) = (\gamma - 1) \partial_j Q_j(\tilde{T}) - \partial_t P_0 \quad (7)$$

$$P_0 = \bar{\rho} r \tilde{T} \quad (8)$$

où  $\Sigma_{ij}$  et  $Q_j$  sont deux fonctions permettant de calculer le tenseur des contraintes de cisaillement et le flux de chaleur conductif et où l'on utilise les définitions suivantes des termes sous-mailles :

$$F_{\rho U_j} = \overline{\rho U_j} - \bar{\rho} \bar{U}_j \quad (9) \quad F_{U_j U_i} = \overline{U_j U_i} - \bar{U}_j \bar{U}_i \quad (11)$$

$$G_{U_j / \rho} = \overline{U_j / \rho} - \tilde{U}_j / \bar{\rho} \quad (10) \quad G_{U_j U_i} = \overline{U_j U_i} - \tilde{U}_j \tilde{U}_i \quad (12)$$

Les variations de viscosité avec la température sont données par la loi de Sutherland [15]. La conductivité thermique est déduite de la capacité thermique isobare  $C_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  et du nombre de Prandtl  $Pr = 0,76$ . Les paramètres sont ceux de la DNS de Dupuy *et al.* [2].

### 3. Modèles sous-mailles

Les termes sous-mailles des formulations Vitesse et Favre sont formellement similaires. Ils sont modélisés de la même manière, par une fonction d'une ou plusieurs longueurs caractéristiques du filtre  $\bar{\Delta}_k$  et des gradients locaux instantanés de la vitesse résolue et des propriétés du fluide. Autrement dit, on peut exprimer la modélisation des termes sous-mailles des formulations Vitesse et Favre par

$$F_{U_j U_i} = \tau_{ij}^{\text{mod}}(\bar{\mathbf{U}}, \bar{\Delta}) \quad (13) \quad F_{\rho U_j} = \pi_j^{\text{mod}}(\bar{\mathbf{U}}, \bar{\rho}, \bar{\Delta}) \quad (15)$$

$$G_{U_j U_i} = \tau_{ij}^{\text{mod}}(\tilde{\mathbf{U}}, \bar{\Delta}) \quad (14) \quad G_{U_j / \rho} = \pi_j^{\text{mod}}(\tilde{\mathbf{U}}, 1/\bar{\rho}, \bar{\Delta}) \quad (16)$$

Les fonctions  $\tau_{ij}(\mathbf{w}, \bar{\Delta})$  et  $\pi_j(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta})$  dépendent du modèle considéré. On étudie un modèle structural et quatre modèles fonctionnels. Le modèle structural est le modèle Gradient [8], qui approxime les termes sous-mailles par un développement en série de Taylor du filtre,

$$\tau_{ij}^{\text{Grad}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) = \bar{\Delta}_k^2 \partial_k w_i \partial_k w_j \quad (17) \quad \pi_j^{\text{Grad}}(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) = \bar{\Delta}_k^2 \partial_k w_j \partial_k \phi \quad (18)$$

Les modèles fonctionnels modélisent les termes sous-mailles par analogie avec la diffusion moléculaire. Les modèles fonctionnels considérés sont les modèles de Smagorinsky [9], WALE [10], Sigma [11] et AMD [12]. Ces quatre modèles peuvent être exprimés sous la forme

$$\tau_{ij}^{\text{mod}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) = -2\nu_e^{\text{mod}}(\nabla \mathbf{w}, \bar{\Delta}) S_{ij}(\nabla \mathbf{w}) \quad \pi_j^{\text{mod}}(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) = -2\nu_e^{\text{mod}}(\nabla \mathbf{w}, \bar{\Delta}) \partial_j \phi \quad (20)$$

(19)

avec  $(\nabla \mathbf{w})_{ij} = \partial_j w_i$  l'opérateur gradient et  $S_{ij}(\mathbf{g}) = \frac{1}{2}(g_{ij} + g_{ji})$ . La fonction  $\nu_e^{\text{mod}}(\mathbf{g}, \bar{\Delta})$  permet de calculer la viscosité sous-maille. Elle est définie selon le modèle par

$$\nu_e^{\text{Smag.}} = (C_s \bar{\Delta})^2 \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (21) \quad \nu_e^{\text{Sigma}} = (C_\sigma \bar{\Delta})^2 \frac{\sigma_3 (\sigma_1 - \sigma_2) (\sigma_2 - \sigma_3)}{\sigma_1^2} \quad (23)$$

$$\nu_e^{\text{WALE}} = (C_w \bar{\Delta})^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{\frac{3}{2}}}{(S_{ij} S_{ij})^{\frac{5}{2}} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{\frac{5}{4}}} \quad (22) \quad \nu_e^{\text{AMD}} = C_a \frac{\max(0, -\tau_{ij}^{\text{Grad}} S_{ij})}{g_{kl} g_{kl}} \quad (24)$$

où  $\mathcal{S}_{ij}^d(\mathbf{g}) = \frac{1}{2}(g_{ik}g_{kj} + g_{jk}g_{ki}) - \frac{1}{3}g_{kp}g_{pk}\delta_{ij}$  et où  $\sigma_1(\mathbf{g}) \geq \sigma_2(\mathbf{g}) \geq \sigma_3(\mathbf{g})$  sont les trois valeurs singulières de  $\mathbf{g}$ . On utilise  $C_s = 0,10$ ,  $C_w = 0,55$ ,  $C_\sigma = 1,5$  et  $C_a = 0,3$ . La taille caractéristique du filtre est donnée par  $\bar{\Delta} = (\bar{\Delta}_x\bar{\Delta}_y\bar{\Delta}_z)^{1/3}$  [16].

Dans une volonté d'améliorer l'anisotropie des modèles fonctionnels, on définit également les variantes anisotropes des modèles de Smagorinsky [9], WALE [10], et Sigma [11] faisant intervenir une échelle de longueur par direction au lieu d'une échelle de longueur unique,

$$\tau_{ij}^{\text{mod,an}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) = -2\nu_e^{\text{mod}}(\nabla^a \mathbf{w}, \bar{\Delta}) S_{ij}(\nabla^a \mathbf{w}) \quad \pi_j^{\text{mod,an}}(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) = -2\nu_e^{\text{mod}}(\nabla^a \mathbf{w}, \bar{\Delta}) \partial_j^a \phi \quad (25) \quad (26)$$

où  $(\nabla^a \mathbf{w})_{ij} = \partial_j^a w_i = (\bar{\Delta}_j / \bar{\Delta}) \partial_j w_i$  est l'équivalent de l'opérateur gradient pour les modèles anisotropes. Ces modèles sont une proposition originale de ce travail.

Pour chaque modèle défini plus haut, on peut construire une version dynamique du modèle selon la méthode de Lilly [17]. Cette méthode repose sur l'utilisation d'un filtre test noté  $(\hat{\cdot})$ . Elle permet de définir à partir d'un modèle d'un terme sous-maille un autre modèle appelé version dynamique de ce modèle et défini par

$$\tau_{ij}^{\text{mod,dyn}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) = \frac{\langle m_{ij}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) L_{ij}(\mathbf{w}) \rangle}{\langle m_{ij}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) m_{ij}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) \rangle} \quad \pi_j^{\text{mod,dyn}}(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) = \frac{\langle m_i(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) L_i(\mathbf{w}, \phi) \rangle}{\langle m_i(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) m_i(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) \rangle} \quad (27) \quad (28)$$

avec

$$m_{ij}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) = \tau_{ij}^{\text{mod}}(\hat{\mathbf{w}}, \hat{\bar{\Delta}}) - \overline{\tau_{ij}^{\text{mod}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta})} \quad m_i(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta}) = \pi_j^{\text{mod}}(\hat{\mathbf{w}}, \hat{\phi}, \hat{\bar{\Delta}}) - \overline{\pi_j^{\text{mod}}(\mathbf{w}, \phi, \bar{\Delta})} \quad (29) \quad (31)$$

$$L_{ij}(\mathbf{w}) = \overline{\hat{w}_j \hat{w}_i} - \hat{w}_j \hat{w}_i \quad (30) \quad L_i(\mathbf{w}, \phi) = \overline{\hat{w}_j \hat{\phi}} - \hat{w}_j \hat{\phi} \quad (32)$$

et  $\hat{\bar{\Delta}}_i = (\bar{\Delta}_i^2 + \hat{\Delta}_i^2)^{1/2}$ . La moyenne  $\langle \cdot \rangle$  est classiquement calculé sur les directions d'homogénéité de la géométrie si elles existent. Elle peut également être évalué sur tout le domaine pour fournir une évaluation dynamique globale de la constante.

Enfin, on considère des modèles mixtes combinant modèle Gradient et modèle AMD [12]. Afin de mieux prendre en compte l'anisotropie du problème, une famille de modèles mixtes tensoriels est construite, combinant modèle Gradient et modèle AMD avec une pondération différente pour chaque composante,

$$\tau_{ij}^{(1-H^{(k)})\text{Grad}+H^{(l)}\text{AMD}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) = (1 - H_{ij}^{(k)}) \tau_{ij}^{\text{Grad}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) + H_{ij}^{(l)} \tau_{ij}^{\text{AMD}}(\mathbf{w}, \bar{\Delta}) \quad (33)$$

pour chaque couple de tenseur  $H^{(k)}$  et  $H^{(l)}$  parmi  $H_{ij}^{(1)} = [i \neq j]$ ,  $H_{ij}^{(2)} = [\chi_{ij}^{xy}]$ ,  $H_{ij}^{(3)} = [\neg \chi_{ij}^{yy}]$ ,  $H_{ij}^{(4)} = [\chi_{ij}^{xy} \vee \chi_{ij}^{xz}]$ ,  $H_{ij}^{(5)} = [\chi_{ij}^{xy} \vee \chi_{ij}^{yz}]$ ,  $H_{ij}^{(6)} = [i = x \vee j = x]$  et  $H_{ij}^{(7)} = [\chi_{ij}^{xx} \vee \chi_{ij}^{xy}]$ , où  $[\cdot]$  sont les crochets d'Iverson, valant 1 si la proposition entre crochets est satisfaite et 0 sinon, et où l'on utilise la notation  $\chi_{ij}^{ab} = (i = a \wedge j = b) \vee (i = b \wedge j = a)$ . On note  $\neg$  la négation logique (NON),  $\wedge$  la conjonction (ET) et  $\vee$  la disjonction (OU).

## 4. Géométrie et méthode numérique

On considère un écoulement turbulent fortement anisotherme en canal plan. Le canal est périodique dans la direction de l'écoulement  $x$  et la direction transverse  $z$ . La direction normale aux parois est notée  $y$ . La température des parois est imposée à  $T_1 = 293$  K en  $y = 0$  et  $T_2 = 586$  K en  $y = 2h$ . La taille du domaine est  $4\pi h \times 2h \times 2\pi h$ , avec  $h = 15$  mm. Pour la DNS,

le nombre de Reynolds de frottement moyen de la simulation est  $Re_\tau = 180$ , défini comme la moyenne des nombres de Reynolds de frottement  $Re_{\tau,\omega}$  à la paroi froide et à la paroi chaude,  $Re_{\tau,\omega} = U_\tau h / \nu_\omega$ , avec  $U_\tau = \nu_\omega (\partial_y \langle U \rangle_x)_\omega^{0.5}$  la vitesse de frottement à la paroi et  $\nu_\omega$  la viscosité cinématique à la paroi. Pour les LES, le débit massique est imposé au débit de la DNS.

Le maillage de la DNS comporte  $384 \times 266 \times 384$  mailles ( $\Delta_x^+ = 8,5$ ;  $\Delta_y^+ = 0,13 - 4,2$ ;  $\Delta_z^+ = 4,2$ ) et celui des LES  $48 \times 50 \times 48$  mailles ( $\Delta_x^+ = 68$ ;  $\Delta_y^+ = 0,5 - 25$ ;  $\Delta_z^+ = 34$ ). Les maillages sont réguliers dans les directions homogènes et les coordonnées des points dans la direction normale aux parois ( $y$ ) suivent une loi en tangente hyperbolique [2].

On utilise le code de calcul TrioCFD [18]. La méthode numérique utilisée est la méthode des différences finies avec un schéma en temps Runge-Kutta d'ordre 3, un schéma centré d'ordre 4 pour la convection de la quantité de mouvement et d'ordre 2 pour la diffusion. Pour les modèles dynamiques, le filtre test est calculé comme une moyenne pondérée par la taille du maillage des  $3 \times 3 \times 3$  points adjacents.

Une comparaison directe des résultats des LES est réalisée grâce au filtrage avec un filtre boîte des champs locaux instantanés de la DNS à la résolution des LES.

## 5. Résultats

Les simulations LES réalisées sont de différents types. Tout d'abord, des simulations sont réalisées implémentant dans la formulation Vitesse les différents modèles pour le terme sous-maille  $F_{U_j U_i}$  lié à la convection de la vitesse, le second terme sous-maille étant négligé. Ensuite, des simulations sont réalisées dans les formulations Vitesse et Favre modélisant les deux termes sous-maillages par un même modèle. Dans une perspective de comparaison de la pertinence des différents modèles, aucune simulation mettant en jeu des modèles différents pour les deux termes sous-maillages n'est dans un premier temps considérée. Les modèles mixtes tensoriels ne sont étudiés que pour le terme sous-maille  $F_{U_j U_i}$  car ils n'ont pas d'équivalent direct pour le terme sous-maille vectoriel lié à la corrélation vitesse masse volumique.

Les moyennes temporelles pour chaque simulation du flux de chaleur sur la paroi froide et chaude et du flux de chaleur moyen sont données dans le tableau 1. Le flux de chaleur moyen est défini comme la moyenne des flux de chaleur  $\varphi_\omega$  à la paroi froide et à la paroi chaude, donnés par  $\varphi_\omega = |\lambda_\omega (\partial_y \langle T \rangle)_\omega|$ , avec  $\lambda_\omega$  la conductivité thermique à la paroi. Ces résultats sont complétés par les profils des principaux termes des bilans d'énergie et de quantité de mouvement donnés pour quatre modèles classiques : Gradient [8], Smagorinsky [9], Sigma [11] et AMD [12], dans la figure 1 et pour cinq modèles mixtes tensoriels fondés sur le modèle AMD [12] dans la figure 2. Si le modèle sous-maille est cohérent avec le terme sous-maille exact, les flux froid et chaud doivent être égaux. La différence entre les deux flux est alors un indicateur de la convergence de la moyenne temporelle. Notons qu'avec le modèle de Smagorinsky, les flux de chaleur froid et chaud sont différents car ce modèle, contrairement au terme sous-maille exact, ne tend pas vers zéro à la paroi. L'emploi de la variante anisotrope du modèle de Smagorinsky permet de corriger cette incohérence et en améliore grandement les résultats.

L'utilisation d'un modèle fonctionnel pour  $F_{U_j U_i}$  conduit quel que soit le modèle utilisé à une sous-estimation du flux de chaleur d'au moins 10 %. De même, le frottement à la paroi, lié à la perte de pression dans le canal, est sous-estimé. Cela peut être expliqué au moins en partie par une sur-corrrection par le modèle lié à la convection de la quantité de mouvement avec les paramètres utilisés (figure 1 (gauche)). La modélisation du second terme sous-maille a un effet inverse et contribue à une augmentation du flux de chaleur à la paroi. Ici, l'effet est

Modèle	(a) Vitesse $F_{U_j U_i}$			(b) Vitesse $F_{U_j U_i}, F_{\rho U_j}$			(c) Favre $G_{U_j U_i}, G_{U_j/\rho}$		
	Froid	Chaud	Moyen	Froid	Chaud	Moyen	Froid	Chaud	Moyen
DNS filtré	1734	1714	1724						
LES Sans modèle	1503	1508	1506						
Gradient	1523	1528	1525	1484	1488	1486	1479	1484	1482
Smagorinsky	1238	1242	1240	1846	1301	1574	1821	1288	1555
WALE	1348	1352	1350	1371	1376	1374	1362	1367	1365
Sigma	1334	1339	1336	1369	1373	1371	1361	1365	1363
AMD	1290	1294	1292	1358	1363	1361	1346	1351	1348
Smag. anisotrope	1296	1300	1298	1327	1325	1326	1301	1314	1308
WALE anisotrope	1230	1234	1232	1250	1254	1252	1250	1254	1252
Sigma anisotrope	1306	1311	1309	1323	1327	1325	1323	1328	1326
Smag. dynamique	1353	1357	1355	—	—	—	1380	1386	1383
Smag. aniso. dynamique	1224	1229	1227	—	—	—	—	—	—
Sigma aniso. dynamique	1256	1260	1258	—	—	—	—	—	—
Smag. dyn. global	1500	1504	1502	1531	1507	1519	1494	1507	1501
WALE dyn. global	1428	1432	1430	1437	1442	1440	1436	1441	1439
Sigma dyn. global	1349	1353	1351	1368	1373	1371	1368	1372	1370
AMD dyn. global	1397	1401	1399	1432	1437	1435	1428	1434	1431
Smag. aniso. dyn. global	1229	1234	1231	1278	1274	1276	1255	1272	1263
WALE aniso. dyn. global	1270	1275	1272	1286	1290	1288	1279	1284	1282
Sigma aniso. dyn. global	1291	1295	1293	1308	1312	1310	1305	1309	1307
Grad.+WALE	1374	1379	1377	1372	1377	1375	1363	1367	1365
Grad.+AMD	1314	1318	1316	1370	1374	1372	1358	1362	1360
$(1-H^{(1)})\text{Grad.}+H^{(1)}\text{AMD}$	1419	1423	1421						
$(1-H^{(2)})\text{Grad.}+H^{(2)}\text{AMD}$	1612	1617	1615						
$(1-H^{(3)})\text{Grad.}+H^{(3)}\text{AMD}$	1318	1323	1320						
$(1-H^{(4)})\text{Grad.}+H^{(4)}\text{AMD}$	1496	1501	1499						
$(1-H^{(5)})\text{Grad.}+H^{(5)}\text{AMD}$	1573	1578	1576						
$(1-H^{(6)})\text{Grad.}+H^{(6)}\text{AMD}$	1452	1457	1454						
$(1-H^{(7)})\text{Grad.}+H^{(6)}\text{AMD}$	1502	1507	1504						

Tableau 1 : Flux de chaleur à la paroi froide et à la paroi chaude et flux de chaleur moyen, pour la DNS et les LES avec modélisation de  $F_{U_j U_i}$  dans la formulation Vitesse (a) et modélisation par le même modèle des deux termes sous-mailles dans les formulations Vitesse (b) et Favre (c).

dépendant de la formulation. Pour un même modèle, le flux estimé dans la formulation Vitesse est toujours supérieur ou équivalent à celui estimé dans la formulation Favre. L'effet du premier terme sous-maille est cependant prépondérant de sorte que les transferts de chaleur sont au final très sous-estimés par rapport à la DNS filtré. La modélisation du second terme sous-maille et le choix de la formulation ont au contraire un effet presque nul sur le frottement à la paroi. Ces discussions restent valables lors de l'utilisation de modèles dynamiques ou de modèles mixtes.

En revanche, l'utilisation de modèles mixtes tensoriels permet de limiter ou d'inverser l'influence du terme sous-maille  $F_{U_j U_i}$  sur l'estimation du flux de chaleur. Les modèles " $(1-H^{(2)})\text{Grad}+H^{(2)}\text{AMD}$ " et " $(1-H^{(5)})\text{Grad}+H^{(5)}\text{AMD}$ " conduisent aux meilleures estimations du flux de chaleur à la paroi. Cependant, cette augmentation des transferts de chaleur peut être attribuée à une quantité de mouvement trop élevée plutôt qu'à une bonne modélisation des trans-

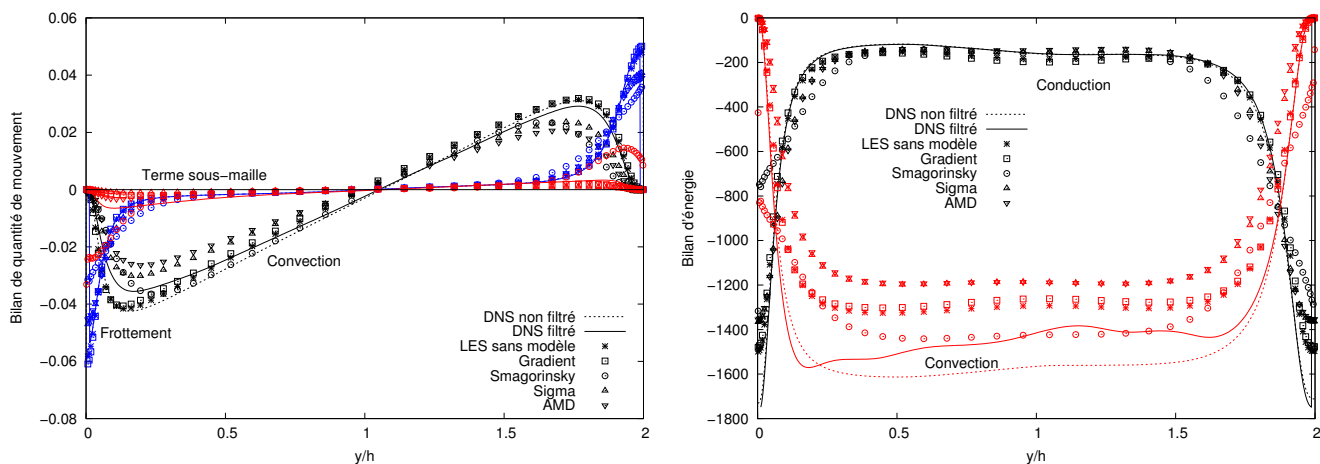


Figure 1 : Termes principaux des bilans d'énergie et de quantité de mouvement longitudinale pour différentes simulations avec modélisation des deux termes sous-maîles dans la formulation Vitesse.

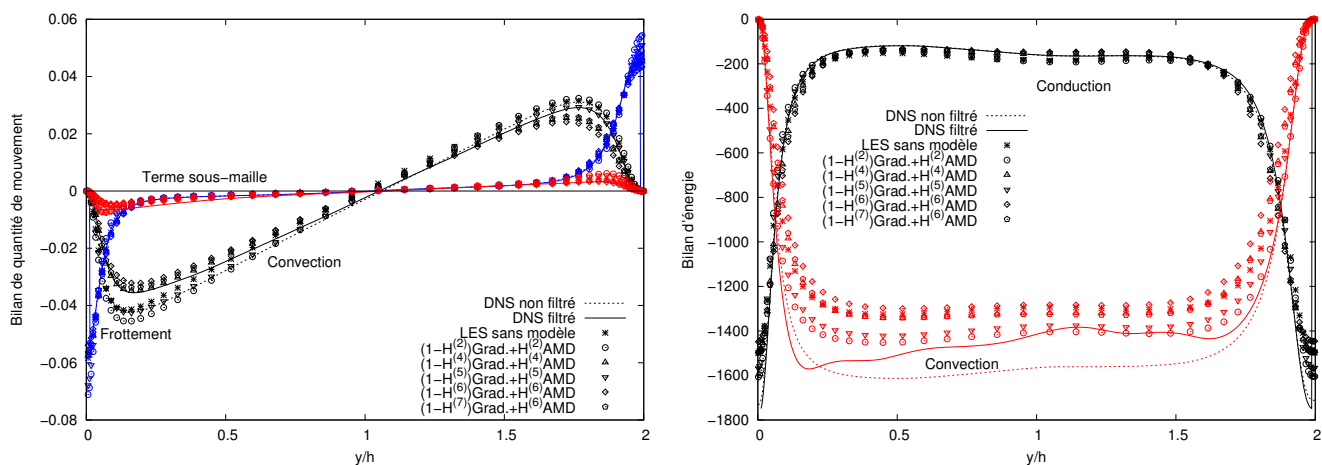


Figure 2 : Termes principaux des bilans d'énergie et de quantité de mouvement longitudinale pour différentes simulations avec modélisation de  $F_{U_j U_i}$  dans la formulation Vitesse.

ferts de chaleur. Les simulations “ $(1 - H^{(1)})\text{Grad} + H^{(1)}\text{AMD}$ ”, “ $(1 - H^{(4)})\text{Grad} + H^{(4)}\text{AMD}$ ”, “ $(1 - H^{(6)})\text{Grad} + H^{(6)}\text{AMD}$ ” et “ $(1 - H^{(7)})\text{Grad} + H^{(6)}\text{AMD}$ ” améliorent sensiblement la prédiction du flux de chaleur par rapport au modèle AMD seul, tout en proposant des résultats satisfaisants pour la dynamique. Cela met en évidence l'utilité d'un traitement différent de chaque composante pour prendre en compte l'asymétrie de la géométrie. Les résultats suggèrent que l'on obtient de meilleurs résultats en appliquant un modèle fonctionnel aux composantes  $F_{U_x U_y}$  et  $F_{U_x U_z}$  du terme sous-maille  $F_{U_j U_i}$ , mais pas aux composantes  $F_{U_y U_y}$  et  $F_{U_z U_z}$ .

## 6. Conclusion

Le filtre classique, non pondéré, et le filtre de Favre, pondéré par la masse volumique, conduisent à deux formulations des équations de bas nombre de Mach filtrées, la formulation Vitesse et la formulation Favre. Ces deux formulations mettent en jeu deux termes sous-maîles prépondérants à modéliser. Différents modèles pour ces deux termes sous-maîles sont comparés pour la simulation d'un canal plan bipériodique fortement anisotherme. Les simulations implémentant les modèles sont réalisées et comparées à une simulation numérique directe filtrée à la même résolution. Les résultats mettent en évidence certains effets nuisibles de la modélisation sous-maille par des modèles fonctionnels, y compris dynamiques ou mixtes. Ils

conduisent en effet à une sous-estimation du nombre de Reynolds et des transferts de chaleur dans le canal. Des modèles mixtes tensoriels permettent, en combinant modèle fonctionnel et structurel différemment pour chaque direction, une certaine prise en compte de l'anisotropie du problème améliorant la prédiction du flux de chaleur. Ils constituent une amélioration par rapport à un modèle structurel seul ou à un modèle mixte classique. Combiné à un modèle approprié pour le terme sous-maille lié à la corrélation vitesse masse volumique, l'utilisation d'un modèle mixte tensoriel apparaît donc comme une modélisation pertinente. L'utilisation de modèles de type RANS offre un très bon compromis coût/performance si seules les grandeurs moyennes sont d'intérêt [5] mais est moins adaptée à la prédiction des fluctuations.

## Références

- [1] S. Serra, A. Toutant, F. Bataille, Y. Zhou. High temperature gradient effect on a turbulent channel flow using Thermal Large-Eddy Simulation in physical and spectral spaces, *Journal of Turbulence* 13 (49) (2012) 1-25.
- [2] D. Dupuy, A. Toutant, F. Bataille, Turbulence kinetic energy exchanges in flows with highly variable fluid properties, *Journal of Fluid Mechanics* 834 (2018) 5-54.
- [3] F. Aulery, D. Dupuy, A. Toutant, F. Bataille, Y. Zhou. Spectral analysis of turbulence in anisothermal channel flows, *Computers and Fluids* 151 (2017) 115-131.
- [4] A. Toutant, F. Bataille. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient, *International Journal of Thermal Sciences* 74 (2013) 104-118.
- [5] V. Boutrouche, E. Franquet, S. Serra, M. Manceau, Influence of the turbulence model for channel flows with strong transverse temperature gradients, *International Journal of Thermal Sciences* 70 (2018) 79-103.
- [6] D. Dupuy, A. Toutant, F. Bataille, Study of the sub-grid terms of the large-eddy simulation of a low Mach strongly anisothermal channel flow. *Eurotherm Seminar 106*, Paris, France, 2016.
- [7] D. Dupuy, A. Toutant, F. Bataille, Étude de l'équation d'énergie pour le développement de modèles sous-maillages adaptés aux écoulements fortement anisothermes, *Congrès SFT*, Marseille, France, 2017.
- [8] R. A. Clark, J. H. Ferziger, W. C. Reynolds, Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow, *Journal of Fluid Mechanics* 91 (1) (1979) 1-16.
- [9] J. Smagorinsky, General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment, *Monthly weather review* 91 (3) 99-164.
- [10] F. Nicoud, F. Ducros, Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, *Flow, turbulence and Combustion* 62 (3) (1999) 183-200.
- [11] F. Nicoud, H. Baya Toda, O. Cabrit, S. Bose, J. Lee, Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations, *Physics of Fluids* 23 (8) (2011) 085106.
- [12] W. Rozema, H. J. Bae, P. Moin, R. Verstappen, Minimum-dissipation models for large-eddy simulation, *Physics of Fluids* 27 (8) (2015) 085107.
- [13] S. Paolucci. On the filtering of sound from the Navier-Stokes equations. *Tech. Rep. SAND82-8257*, Sandia National Labs., 1982.
- [14] P. Sagaut. *Large eddy simulation for incompressible flows : an introduction*, Springer Science & Business Media, 2006.
- [15] W. Sutherland. The viscosity of gases and molecular force. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 36 (223) (1893) 507-531.
- [16] J. W. Deardorff, A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics* 41 (2) (1970) 453-480.
- [17] D. K. Lilly, A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method, *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* 4 (3) (1992) 633-635.
- [18] C. Calvin, O. Cueto, P. Emonot, An object-oriented approach to the design of fluid mechanics software, *ESAIM : Mathematical Modelling and Numerical Analysis* 36 (05) (2002) 907-921.

## Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES au travers de l'allocation de ressources 2017-c20172a5099 attribuée par GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif).

# Heat convection in a non newtonian fluid

Zineddine KEBICHE\*

Département de Physique, Université Ferhat Abbas Sétif 1  
El Bez Sétif

\*(auteur correspondant : [zineddine.kebiche@univ-setif.dz](mailto:zineddine.kebiche@univ-setif.dz))

**Résumé** – L’objectif de ce travail est l’étude expérimentale de la convection de Rayleigh-Bénard dans les fluides rhéofluidifiants et plus précisément, l’influence des paramètres rhéologiques (la thermodépendance, le degré de rhéofluidification, la vitesse de cisaillement critique) sur le déclenchement et l’évolution de l’instabilité thermoconvective. Les principales difficultés proviennent des comportements non linéaires des fluides dont les propriétés peuvent varier avec le taux de cisaillement. Le dispositif expérimental est constitué d’une cavité parallélépipédique à fort rapport d’allongement. La fiabilité du système expérimental et des techniques de mesure ont été démontrés par la caractérisation de la convection de Rayleigh-Bénard dans un fluide newtonien (Glycérine). La transition vers les états convectifs a été observée à 3 % de la valeur du nombre de Rayleigh théorique avec une bifurcation supercritique avec un accord complet avec les prédictions théoriques et les études expérimentales précédentes.

## Nomenclature

H	distance entre les plaques, $m$
$k$	consistance du fluide, $Pa.s^n$
$n$	indice de comportement
Nu	nombre de Nusselt
$P$	puissance, $Watt$
$Pr$	nombre de Prandtl
$Ra$	nombre de Rayleigh
$T$	température, $K$
$V$	vitesse, $m.s^{-1}$

## Symboles grecs

$\alpha$	degré de fluidification par cisaillement
$\tau$	contrainte, $Pa$
$\eta_0$	viscosité à cisaillement nul, $Pa.s$
$\eta_\infty$	viscosité à cisaillement infini, $Pa.s$
$\lambda$	constante de temps, $s$
$\dot{\gamma}$	gradient de vitesse, $s^{-1}$

## Indices et exposants

$c$	critique
$m$	maximum

## 1. Introduction

L'instabilité thermo-convective de Rayleigh-Bénard apparaît si une couche de fluide confinée horizontalement, chauffée par le bas et refroidie par le haut, est soumise au champ de gravité. Il existe de nombreux travaux sur ce sujet dans le cas de fluides newtoniens, beaucoup moins dans le cas de fluides non newtoniens.

La première étude théorique et expérimentale de l'instabilité de Rayleigh-Bénard dans une couche de fluide rhéofluidifiant confiné entre deux plaques horizontales a été réalisée par Tien et al [1]. Les fluides rhéofluidifiants sont caractérisés par une viscosité apparente (rapport entre la contrainte de cisaillement et le taux de déformation) qui diminue au fur et à mesure que la contrainte de cisaillement appliquée augmente. Lorsque la viscosité n'est plus indépendante du taux de cisaillement, il est nécessaire d'utiliser plusieurs paramètres pour décrire le comportement du fluide. Un certain nombre de modèles empiriques permettent cette description. La loi la plus utilisée pour ce type de fluide est la loi de puissance (Loi d'Ostwald de Waele) décrite par l'équation (1) :

$$\tau = k\dot{\gamma}^n \quad (1)$$

Où  $k$  représente la consistance du fluide et  $n$  l'indice de comportement (indice d'écoulement ou de rhéofluidification) avec  $n < 1$ .

Dans cette étude [1], les fluides utilisés étaient des solutions de Carboxyméthylcellulose (CMC). Le comportement rhéologique de ce fluide a été décrit par un modèle en loi de puissance, avec un indice de rhéofluidification compris entre 0,6 et 1. A partir du nombre de Rayleigh newtonien, les auteurs ont construit un nombre de Rayleigh pour des fluides rhéofluidifiants modélisés par une loi de puissance. Les résultats présentés en [1] concluent que l'augmentation de la rhéofluidification a tendance à améliorer les transferts thermiques dans le régime convectif par rapport au cas des fluides newtoniens et indiquent une diminution du nombre de Rayleigh critique avec l'augmentation du caractère rhéofluidifiant.

Liang et Acrivos [2] ont réalisé une étude expérimentale de convection naturelle dans des solutions rhéofluidifiantes de polyacrylamide (Separan AP30) décrites par un modèle de Carreau, qui décrit mieux le comportement à faible gradient de cisaillement (plateau newtonien). Le modèle de Carreau qui est une extension du modèle en loi de puissance est une relation qui fait intervenir quatre paramètres :

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = [1 + (\lambda\dot{\gamma})^2]^{\frac{n-1}{2}} \quad (2)$$

où  $\eta_0$  est la viscosité à cisaillement nul,  $\eta_\infty$  la viscosité à cisaillement infini,  $\lambda$  une constante de temps,  $n$  un exposant de loi de puissance.

Les conditions critiques obtenues sont les mêmes que dans le cas d'un fluide newtonien. Par ailleurs les auteurs montrent que la rhéofluidification a tendance à améliorer les transferts thermiques dans le régime convectif par rapport aux fluides newtoniens. La difficulté de la formulation du nombre de Rayleigh pour les fluides rhéofluidifiants a obligé les auteurs à utiliser la formule du nombre de Rayleigh newtonien, mais la viscosité a été prise au point de déclenchement de la convection, sachant que le point de déclenchement de la convection a été déterminé en traçant la courbe ( $Nu$ -vs-  $T$ ).



Plusieurs chercheurs en géophysique se sont naturellement intéressés au problème de Rayleigh-Bénard pour des fluides non-newtoniens. Le manteau terrestre est solide, mais à l'échelle des temps géologiques, il peut être considéré comme un fluide très visqueux. La dépendance de celui-ci vis à vis du cisaillement est décrite par un modèle en loi de puissance. Une approche du problème de convection dans le manteau terrestre a été effectuée par Parmentier [3]. L'auteur considère un fluide rhéofluidifiant en loi de puissance avec une consistance très élevée. Il met en évidence numériquement des modifications significatives dans l'organisation de l'écoulement lorsque le fluide est fortement rhéofluidifiant. Ozoe et Churchill [4] ont étudié le problème de Rayleigh-Bénard pour un fluide en loi de puissance par une approche numérique en utilisant une méthode aux différences finies. Les auteurs ont indiqué que les transferts thermiques sont améliorés dans la région surcritique proche du seuil d'instabilité. Inaba et al. [5] ont montré numériquement et expérimentalement que le caractère rhéofluidifiant intensifiait le mouvement de convection. Le fluide utilisé est une micro-émulsion dont la rhéologie est décrite par le modèle en loi de puissance. Une étude numérique bidimensionnelle a été réalisée pour obtenir des caractéristiques de transfert de flux de chaleur par convection de Rayleigh-Bénard dans un fluide non newtonien de boues à changement de phase (PCM). L'objectif des auteurs était d'étudier l'influence des matériaux à changement de phase sur le transfert de chaleur par convection naturelle des fluides de loi de puissance dans une enceinte chauffée par le bas et refroidie par le haut, et d'identifier les différences entre les mécanismes de transfert de chaleur entre les boues avec PCM et ceux qui n'ont pas PCM. Une formulation du nombre de Rayleigh et de Prandtl a été proposée.

Lamsaadi et al [6] ont étudié numériquement la convection de Rayleigh-Bénard dans une cavité peu profonde horizontale rectangulaire remplie de fluides non newtoniens (modèle rhéologique en loi de puissance) en proposant eux aussi un nombre de Rayleigh et Prandtl généralisé. Par rapport à des fluides newtoniens ( $n = 1$ ), une diminution de l'indice de loi de puissance  $n$  (fluides de fluidification par cisaillement,  $0 < n < 1$ ) induit une apparition précoce du régime d'écoulement unicellulaire et améliore le transfert de chaleur par convection. L'étude a révélé une augmentation du nombre de Nusselt avec l'indice de fluidification de cisaillement. Les principaux résultats de la solution théorique ont été validés numériquement avec un bon accord. L'objectif principal de l'étude, qui était de prouver l'existence d'une solution analytique approchée dans le cas de fluides ayant un comportement rhéologique complexe, a été atteint.

Une analyse théorique systématique de la convection de Rayleigh-Bénard dans les fluides rhéofluidifiants a été présentée par Albaalbaki et al [7]. En utilisant le modèle rhéologique de Carreau-Bird, les auteurs indiquent que l'aspect rhéofluidifiant du fluide n'affecte pas la stabilité marginale, et le nombre de Rayleigh critique est, comme un fluide newtonien. Ils ont montré que, bien que le début de la convection thermique soit le même que dans le cas newtonien, les fluides non newtoniens peuvent convecter sous la forme de rouleaux, carrés ou hexagones, en fonction du degré de rhéofluidification. Ils prédisent également que, dans le cas d'un assez fort degré de fluidification par cisaillement, la bifurcation vers la convection peut se transformer en transition sous-critique. Bouteraa et al [8] ont étudié l'influence des effets de la rhéofluidification sur la convection naturelle dans une couche

horizontale entre deux plaques infinies d'un fluide rhéofluidifiant en utilisant le modèle de Carreau comme modèle rhéologique. La nature de la bifurcation en rouleaux, carrés et hexagones a été déterminée en utilisant une analyse faiblement non linéaire en trois dimensions. La bifurcation est supercritique pour les fluides modérément rhéofluidifiants et devient sous-critique pour les fluides fortement rhéofluidifiants. Les auteurs ont calculé un paramètre pour un fluide qui suit le modèle de Carreau par une approche faiblement non linéaire, et en connaissant les paramètres du modèle de Carreau ( $\eta$ ,  $\lambda$ ,  $n$ ) et la distance entre les deux plaques ( $H$ ). Dans le cas d'une bifurcation à rouleaux stables avec des conditions aux limites avec glissement, la valeur critique du degré de fluidification par cisaillement au dessus de laquelle la bifurcation devient sous-critique trouvée par Bouteraa et al [8] confirme la valeur proposée par Balmforth et Rust [9], mais contredit les calculs faits par Albaalbaki et al [7]. Dans toutes les situations (sauf le cas de rouleaux avec des conditions aux limites avec glissement), dépend de  $Pr$ . Néanmoins, pour  $>10$ , cette dépendance n'est plus significative.

L'état de l'art réalisé sur l'instabilité de Rayleigh-Bénard dans les fluides non newtoniens indique que peu d'études expérimentales existent. Les objectifs de cette étude sont d'étudier expérimentalement l'effet des paramètres rhéologiques (indice de fluidification  $n$ , vitesse de cisaillement critique) sur la nature de la bifurcation lors de la convection de Rayleigh-Bénard et de comparer nos résultats à ceux obtenus dans la littérature.

## 2. Présentation du dispositif expérimental et des fluides utilisés

### 2.1. Dispositif expérimental et méthodes de mesures

Le dispositif expérimental a été réalisé complètement au sein du laboratoire. Il est représenté sur la figure 1 et 2.

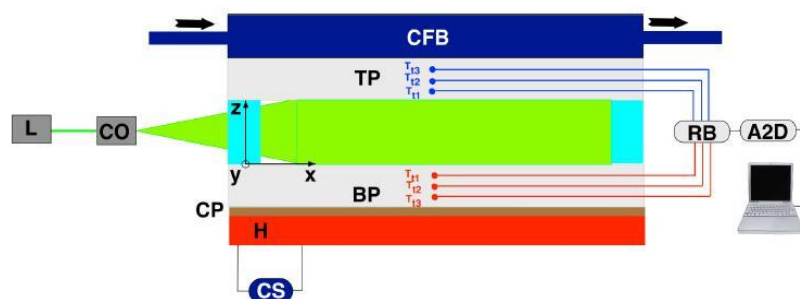


Figure 1: Vue schématique du dispositif expérimental, L - laser, CO - bloc cylindrique de l'optique, CP - plaque de cuivre, TP - plaque supérieure, BP - plaque inférieure, BFC - bain de refroidissement liquide, A2D – convertisseur de signal analogique numérique, RB - Boîte de référence

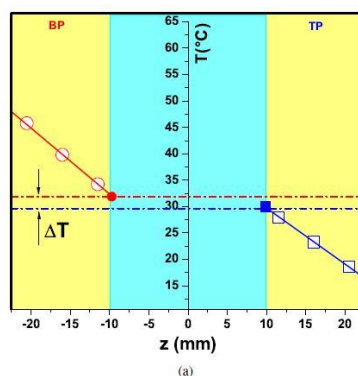


Figure 2: Mesures de température au sein de la plaque inférieure BP (cercles vides) et dans la plaque supérieure TP (carrés vides). Symboles pleins : Extrapolations linéaires de la mesure de la température à la paroi.

Il est constitué essentiellement d'une cavité contenant le fluide de dimensions intérieures 386 mm×186 mm×20 mm. (pour plus de détails sur le dispositif et les techniques de mesures voir ref [10]). Avant chaque lecture de températures, les séries temporelles de la différence de température  $T$  sont enregistrées pour des périodes prolongées (jusqu'à 18 heures). La transition vers les états convectifs est simultanément évaluée par des mesures locales de vitesse par la technique DPIV et des mesures intégrales de la différence de température entre les plaques ( $T$ ).

Le dispositif expérimental et les techniques de mesures ont été validées en utilisant un fluide newtonien (Glycérine pure, Figure 3).  $T_{5.3 C}$  correspond à la différence de température de la transition du régime conductif vers le régime convectif. Le nombre de Rayleigh critique calculé est  $Ra_c 1774$ . Ce résultat est en conformité avec la valeur théorique du Rayleigh critique  $Ra'_c 1708$  (erreur relative inférieur à 4%).

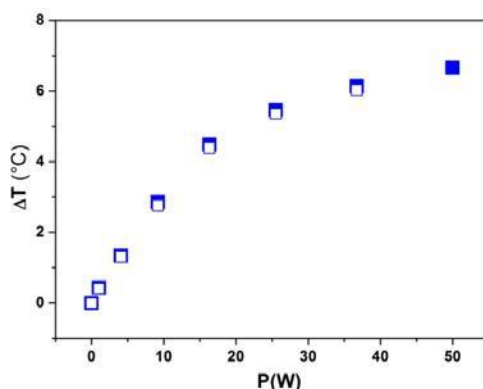


Figure 3 : Différence de température en fonction de la puissance pour la glycérine, les symboles pleins correspondent aux essais ascendants, les symboles vides correspondent aux essais descendants.

## 2.1. Préparation et caractérisation rhéologique du fluide rhéofluidifiant

Nous avons choisi d'utiliser le carboxyméthylcellulose (CMC) pour ses propriétés rhéologiques, sa transparence, stabilité et facilité de préparation. Les premières campagnes d'essais ont été réalisées avec une CMC fournie par Sigma-Aldrich, pour deux concentrations (1 et 3 % en poids). Les propriétés rhéologiques des deux solutions de CMC ont été étudiées sur le rhéomètre Mars III avec une géométrie plan/plan en mode contrainte contrôlée, dans la gamme de température de l'étude (Figure 4).

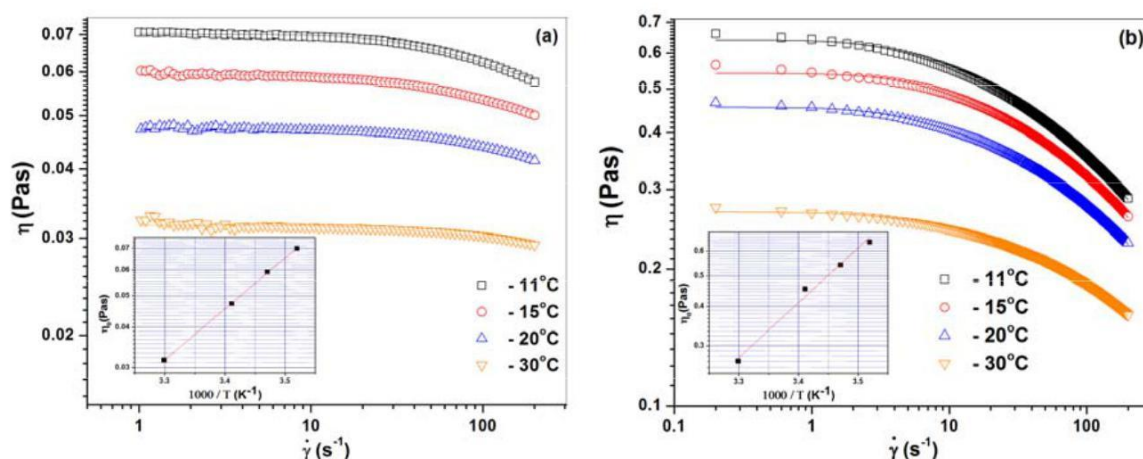


Figure 4 : Courbes rhéologiques de la CMC ajustées par le modèle de Carreau (ligne continue) pour différentes températures a) CMC C1 b) CMC C3.

Les indices de comportement sont respectivement égaux à 0.9 et 0.7 pour la solution C1 et C3 sur la plage de température étudiée. La conductivité thermique a été mesurée expérimentalement à l'aide d'une sonde C-Therm-TCi. La masse volumique, et la capacité calorifique sont considérées identiques à celle de l'eau. Nous allons maintenant analyser l'effet des paramètres rhéologiques sur l'apparition de l'instabilité ainsi que leur influence dans la détermination du chemin de bifurcation vers les régimes convectifs.

### 3. Résultats

La détection de l'instabilité de Rayleigh-Bénard et la nature de bifurcation vers la convection (sur critique ou sous critique) seront évaluées par la mesure de la différence de température entre la plaque chaude et froide, et la mesure par DPIV de la vitesse des structures convectives. Après la validation systématique du dispositif expérimental et des techniques de mesure [10], nous avons réalisé des campagnes d'essais avec les solutions de CMC.

#### 3.1. Mesure de la différence de température $T$

La Figure 5 représente les différences de température respectivement pour la solution C1 (a) et la solution C3 (b) en fonction de la puissance de chauffe. Si la différence de température entre les plaques ne dépasse pas la valeur critique,  $T < T_c$ , le régime est purement conductif et est caractérisé par une augmentation linéaire de  $T$  en fonction de la puissance de chauffe  $P$ .

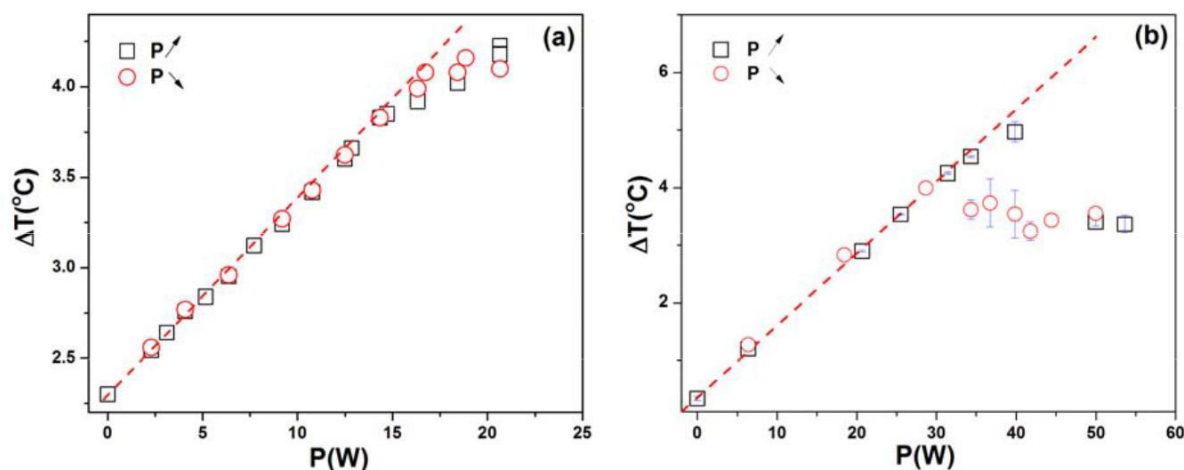


Figure 5 : Dépendance de la différence de température entre les plaques en fonction de la puissance de chauffe mesurée pour la CMC C1 (a) et la CMC C3 (b). Les carrés se réfèrent à l'augmentation / les cercles à la diminution du flux de chaleur.

Au delà de  $T_c$ , la dépendance ( $T_c$  vs  $P$ ) n'est plus linéaire et le régime convectif apparaît. On remarque aussi que la transition vers le régime convectif dans le cas de la CMC C1 est continue et réversible. Par conséquent, la transition vers le régime convectif pour la CMC C1 suit une bifurcation imparfaite similaire au cas newtonien. Dans le cas de la CMC C3 (Figure 5 (b)), un premier régime purement conductif se présente en dessous de la puissance critique de chauffe. Au delà du régime conductif et contrairement au cas de la CMC C1, la dépendance de la différence de température entre les plaques n'est plus réversible à l'augmentation / diminution de la puissance de chauffage, et la dispersion de données n'est pas liée à l'erreur instrumentale des mesures, mais plutôt à une transition irréversible avec présence d'hystérésis. Cette transition irréversible est une signature d'une bifurcation sous critique, et conformément aux prédictions théoriques de l'étude de Bouteraa et al [8], la rhéofluidification favorise le développement d'une bifurcation sous critique.

### 3.2. Mesures des vitesses par DPIV

Les conclusions précédentes sont d'une importance fondamentale sur la nature de la bifurcation vers des états de convection. La Figure 6 présente les mesures de vitesses moyennes de convection obtenues par PIV pour une puissance de 34,31W pour une solution de CMC (C3% wt) lors de la phase de chauffe montante (a) et descendante (b).

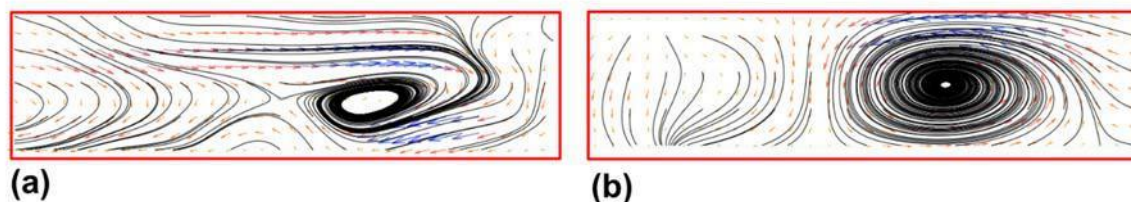


Figure 6 : Cartographie des vitesses moyennes respectivement pour la CMC C3 ( $P=34.31W$ ), (a) phase montante, (b) phase descendante

Les mesures locales de l'amplitude de vitesse maximale de convection pour la CMC C3 sont représentées sur la Figure 7. En effet, au-dessus de l'apparition de la bifurcation, les données d'amplitude ne suivent plus la prédiction de Landau pour une bifurcation supercritique, mais présentent une discontinuité (un saut de vitesse bien plus grand qu'un bruit instrumental). Les mesures lors de la montée et la descente de la puissance réduite de chauffe pour la CMC C1 n'ont pas pu être toutes réalisées à cause de la sédimentation des particules de traceurs.

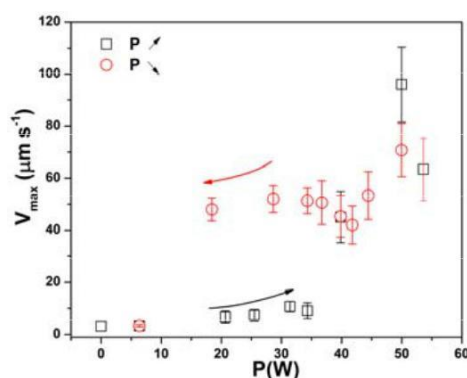


Figure 7 : Dépendance de l'amplitude de la vitesse maximale de convection en fonction de la puissance de chauffage pour la solution de CMC C3. Les symboles carré / rond se réfèrent à l'augmentation / diminution du flux de chaleur.

Ce résultat vient confirmer l'irréversibilité des mesures de différence de température en fonction de la puissance de chauffe, et nous indique un nouveau type de bifurcation vers les régimes convectifs qui est la bifurcation sous critique pour une des solutions étudiées.

## 4. Conclusion

Conformément aux prédictions théoriques présentées dans l'étude de Bouteraa et al [8], la nature de la bifurcation vers les régimes convectifs dans un fluide rhéofluidifiant (CMC dans notre cas) dépend de l'indice de comportement du fluide rhéofluidifiant lors de notre étude expérimentale. Nous avons mis en évidence deux types de bifurcation (sur critique ou sous critique). Ce résultat diffère de celui que nous avons obtenu dans le cas de fluides à seuil (Carbopol). Indépendamment de la concentration en Carbopol, la convection de Rayleigh-Bénard est apparue comme une bifurcation imparfaite [10] (Figure 8), et ce pour toutes les valeurs de contrainte seuil étudiées (0.007 à 1.7 Pa), avec pourtant une présence de rhéofluidification ( $n$  entre 0.45 et 0.95). L'étape suivante sera de réaliser une cartographie des

types de bifurcation en fonction du paramètre qui dépend de  $\eta$ ,  $\lambda$ ,  $n$ , et  $H$ . Cette cartographie expérimentale sera comparée à l'étude théorique de Bouteraa et al [8]

### Références

- [1] C. Tien, H. S. Tsuei, and Z. Sun. Thermal convection of horizontal layer of non newtonian fluid heated from below. *Int Journal of Heat and mass transfer*, 12 :1173–1178, 1969.
- [2] S. Liang and A. Acrivos. Experiments on buoyancy driven convection in non newtonian fluid. *Rheologica Acta*, 9 (3):447–455, 1970.
- [3] E. M. Parmentier. A study of thermal convection in non-newtonian fluids. *J. Fluid. Mech*, 1:11, 1978.
- [4] H. Ozoe and S. W. Churchill. Hydrodynamic stability and natural convection in oswald-de waele and ellis fluids, the development of a numerical solution. *AIChE Journal*, 18 :1196–1207, 1972.
- [5] H. Inaba, C. Dai, and A. Horibe. Numerical simulation of Rayleigh Bénard convection in non-newtonian phase-change-material slurries. *Int. J. Therm. Sci*, 42 : 471–480, 2003.
- [6] M. Lamsaadi, M. Naomi, and M. Hasnaoui. Natural convection of non-newtonian power law fluids in a shallow horizontal rectangular cavity uniformly heated from below. *Heat and Mass Transfer*, 41:239–249, 2005.
- [7] B. Albaalbaki and R E Khayat. Pattern selection in the thermal convection of non-newtonian fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 668 :500–550, 2011.
- [8] M. Bouteraa, C. Nouar, A. Kalck, C. Metivier, and E. Plaut. Instabilités thermoconvectives de Rayleigh-Bénard pour des fluides rhéofluidifiants. *2<sup>eme</sup> Congrès Français de Mécanique*, 42 :471–480, 2014.
- [9] N. J. Balmforth and A. C. Rust. Weakly nonlinear viscoplastic convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 158 (13) :36–45, 2009.
- [10] Kebiche, Z., Castelain C., Burghilea T., Experimental investigation of the Rayleigh-Bénard convection in a yield stress fluid, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Volume 203, January 2014, Pages 9-23, ISSN 0377-0257.

# Analyse de sensibilité du champ de température dans un récepteur solaire à suspension dense de particules.

Mohamed Salim HAMIDI, Adrien TOUTANT\*, Françoise BATAILLE, Gilles FLAMANT

Laboratoire PROMES-CNRS (UPR 8521), Tecnosud - Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan - Université de Perpignan via Domitia

\* (auteur correspondant : adrien.toutant@univ-perp.fr)

**Résumé** - Une analyse de sensibilité du champ de température, à la masse volumique et à la conductivité thermique, est menée sur un modèle simplifié des écoulements diphasiques dans les tubes verticaux d'un récepteur solaire à suspension dense de particules. Afin de décrire le mélange diphasique d'air et de particules solides, un modèle basé sur un fluide équivalent unique est proposé. L'écoulement rencontré dans l'absorbeur (tube vertical) est simulé, et les résultats de ces simulations numériques sont comparés avec des données expérimentales.

## Nomenclature

$T$	température, K	<i>Symboles grecs</i>	
$T_{out,centre}$	température au milieu et en haut de l'absorbeur K	$\alpha$	fraction volumique de particules
$T_{in,paroi}$	température à 5mm de la paroi et en bas de l'absorbeur K	$\lambda$	conductivité thermique
$u$	vitesse horizontale m/s	$\mu$	viscosité dynamique
$v$	vitesse verticale	$\rho$	masse volumique
$x$	direction horizontale cm	<i>Indices et exposants</i>	
$y$	direction verticale m	centre	région centrale/cœur.
		latérale	région annulaire/latérale.
		$p$	particules

## 1. Introduction

Afin d'augmenter le rendement des centrales solaires thermodynamiques, et de rendre ce type de technologie plus compétitif, il est important d'identifier de nouveaux fluides de transfert pouvant supporter des températures plus élevées que ce qui est actuellement possible (560 °C pour les sels fondus [1]). Un concept novateur consiste à utiliser un mélange de gaz et de particules en régime de fluidisation comme fluide caloporteur. Les particules en carbure de silicium ne sont théoriquement limitées que par leur température de frittage (environ 1600 °C) [2] ; en pratique, un fonctionnement à 1000°C est tout à fait réaliste. Lors de la mise en place du prototype d'absorbeur solaire à tube vertical [3], [4] du projet européen CSP2 [5] (Concentrated Solar Power in Particles), où des particules de carbure de silicium en régime de fluidisation sont utilisées comme fluide caloporteur, un phénomène de recirculation en proche paroi a été observé. Ce phénomène de recirculation est couplé à la thermique via l'échange entre le mélange gaz/particules et les parois opaques des tubes constituant le récepteur. Ce dernier est soumis au rayonnement solaire concentré. Il est essentiel de comprendre et de modéliser ces recirculations et ces échanges pour estimer les performances de ce type de récepteur solaire.

Parmi les modèles généralement utilisés pour simuler les écoulements diphasiques fluidisés, le modèle Euler-Euler [6] est le plus courant. Il décrit les deux phases comme des fluides superposés qui occupent la totalité du volume. Le suivi de la phase solide se fait grâce à l'introduction de la fraction volumique de particules  $\alpha_p$ . Les propriétés de chaque phase sont moyennées sur le volume. Même si cette méthode est préférée aux méthodes lagrangiennes



pour traiter des systèmes de taille conséquente (prototype de recherche), les ressources en calcul peuvent vite devenir un facteur limitant si la taille des systèmes à simuler est trop importante (installation industrielle). Benoit [4] a effectué une simulation de ce type pour étudier l'écoulement au sein de l'absorbeur solaire vertical. Cette simulation a été effectuée avec le code Neptune CFD [7]. Pour simuler 350 s, 140 processeurs du supercalculateur EOS (CALMIP) ont été utilisés durant 200 heures. Quand il s'agit de réaliser des études paramétriques, il est plus intéressant de recourir à des modèles moins précis mais plus simples d'utilisation, tel que par exemple, le modèle diphasique 1D de bulle-émulsion. Dans le présent travail une modélisation 2D basée sur un fluide équivalent est proposée. La démarche suivie pour l'élaboration du modèle est exposée en section 2. Une analyse de sensibilité est effectuée pour étudier l'influence des propriétés thermophysiques du fluide équivalent sur le champ de température. Enfin, les températures obtenues numériquement sont comparées aux données expérimentales en section 3.

## 2. Modélisation de l'écoulement

On présente dans cette section les dimensions du tube absorbeur vertical et les mesures de températures réalisées. Par la suite, la méthodologie, le maillage et les conditions aux limites qui ont servi à la réalisation du modèle sont exposés.

### 2.1. Configuration expérimentale et mesures de référence

Le tube absorbeur modélisé (figure 1.a) fait 2,06 m de long et 0,034 m de diamètre intérieur. Il est irradié par un flux solaire concentré sur une longueur de 0,5 m (entre 1,1 – 1,6 m). L'absorbeur est alimenté en particules par un bac distributeur, placé en dessous de ce dernier, et l'écoulement des particules est amorcé par une différence de pression entre l'entrée et la sortie de l'absorbeur (une description plus détaillée de l'intégralité du dispositif peut être retrouvée dans [3]), générant un écoulement globalement ascendant. Les auteurs de [8] précisent que l'écoulement dans la partie irradiée de l'absorbeur, une fois moyenné en temps, se rapproche des écoulements annulaires [9]. Deux régions sont à distinguer : la région annulaire ou latérale, dans laquelle les particules ont un mouvement moyen descendant, et la région centrale ou de cœur, dans laquelle les particules ont un mouvement moyen ascendant (figure 3). L'objectif est de proposer un modèle simplifié de l'écoulement dans l'absorbeur et de présenter une analyse de sensibilité des températures à la masse volumique et à la conductivité équivalente.

On donne dans le Tableau 1 les mesures expérimentales des températures en différents points de l'absorbeur (désigné par les points 1 à 4 sur la figure 1.b). La température des particules est plus chaude au centre de la région haute de l'absorbeur (point 1 : ~850K) alors qu'à 5 mm de la paroi, celle-ci est plus froide ( point 2 : ~775K). Cela vient du fait que seul une partie du tube est exposée au flux solaire concentré (figure 1 :  $1,1 < y < 1,6$ ). Ainsi, les particules entrantes par le haut du tube (c'est-à-dire les particules proches de la paroi) sont plus froides que les particules sortantes par le haut du tube (c'est-à-dire les particules au centre), parce qu'elles viennent d'une région non soumise au flux solaire concentré.

### 2.2. Modélisation macroscopique



Dans le modèle proposé ici, on choisit de représenter l'absorbeur en géométrie plane (écoulement entre deux plaques). Les régions centrales et latérales sont séparées par des frontières fictives qui conservent la continuité de la température et du flux thermique. Dans chaque région, s'écoule une phase unique (le mélange d'air et de particules est considéré comme un fluide équivalent), dont on fera varier les propriétés thermophysiques lors de l'analyse paramétrique. La symétrie du problème permet de simuler uniquement la moitié du domaine.

Région	Notation de la température	Position (x,y) cm	N° sonde	Valeur [K]
Région haute (Sortie)	$T_{out,centre}$	(0 ; 1,6)	1	842
	$T_{out,paroi}$	(1,2 ; 1,6)	2	775
Région basse (Entrée)	$T_{in,centre}$	(0 ; 0)	3	614
	$T_{in,paroi}$	(1,2 ; 0)	4	620

Tableau 1 : Températures expérimentales (d'après [4])

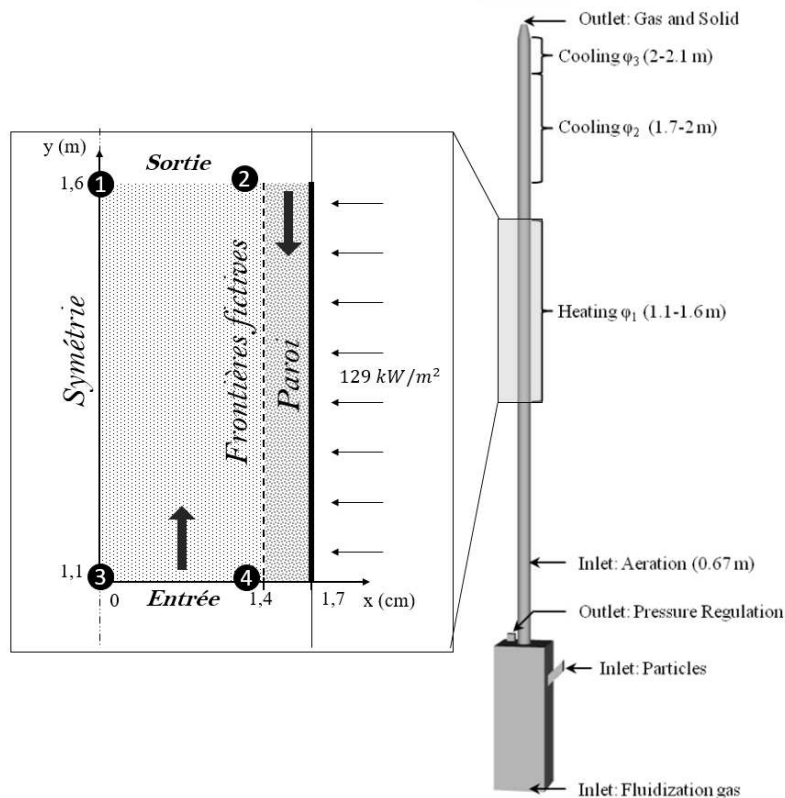


Figure 1 : Schématisation de l'absorbeur

### 2.3. Géométrie

La plaque extérieure mesure 0,5 m de long, et elle est située à 1,7 cm de l'axe de symétrie. La frontière fictive est placée en  $x=1,4$  cm, ce qui correspond à la position radiale où la vitesse moyenne des particules s'annule puis change de signe (figure 2). Seule la partie de l'absorbeur soumise au flux solaire concentré est modélisée soit :  $y \in [1,1 ; 1,6]$ .

Un même maillage de 262 x 2000 cellules, est utilisé pour effectuer toutes les simulations de

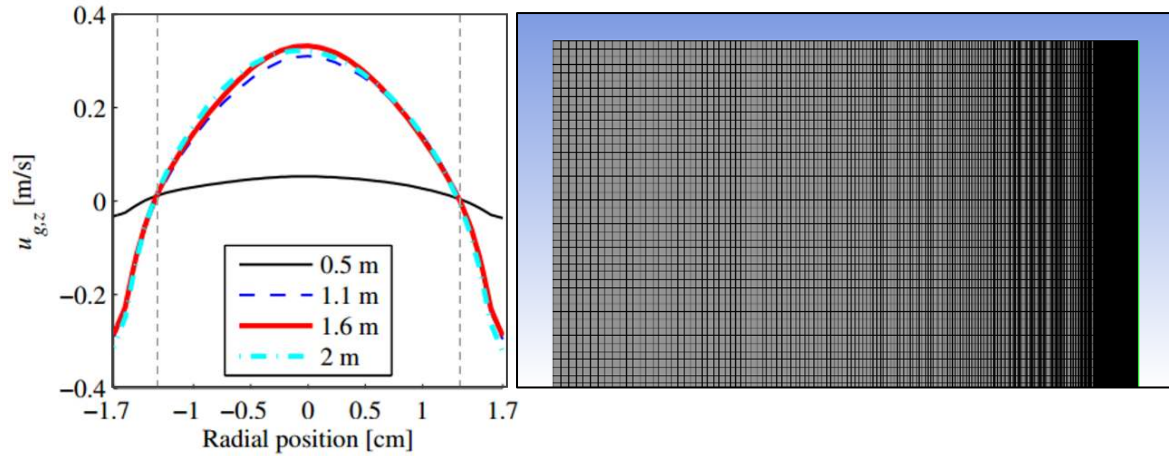


Figure 2: à gauche, le profil de la vitesse verticale (d'après [4]), à droite le maillage proposé.

l'analyse paramétrique. Il est conçu pour satisfaire une taille de maille adimensionnée  $\Delta y^+ = 5$  à la paroi et  $\Delta y^+ = 130$  au centre, dans le cas où la fraction volumique de particules est de 30 %. Un raffinement géométrique de raison  $q = 1,0126$  est appliqué. Les nombres de Reynolds  $Re_b$  et  $Re_\tau$  sont estimés à 36 409 et 1716 respectivement.

La viscosité apparente du mélange est calculée grâce à une corrélation qui tient compte du taux de particules en volume [10].

$$\mu_{\text{fluide équivalent}} = \left(1 - \frac{\alpha}{0,502}\right)^{-2} \times \mu_{\text{air}} \quad (1)$$

La masse volumique est calculée par :

$$\rho_{\text{fluide équivalent}} = \alpha \cdot \rho_{\text{SiC}} = 835 \text{ kg/m}^3 \quad (2)$$

## 2.4. Conditions aux limites

La figure 2 donne le profil de vitesse calculé avec une simulation Euler-Euler [4]. Une fois ce profil moyenné par région, on modélise l'écoulement annulaire en imposant les conditions aux limites suivantes :

$$\text{en } y = 1,1 \text{ m et } x \in [0 ; 1,4 \text{ cm}] \quad U = 0 \quad V = 0,2 \text{ m/s} \quad T = 617 \text{ K}$$

$$\text{en } y = 1,6 \text{ m et } x \in [1,4 \text{ cm} ; 1,7 \text{ cm}] \quad U = 0 \quad V = -0,1 \text{ m/s} \quad T = 775 \text{ K}$$

Étant donné que l'irradiation solaire incidente sur le tube n'a été mesurée que sur la face avant de l'absorbeur, on utilise les valeurs de la simulation de référence, soit une densité de flux  $\varphi = 129 \text{ kW/m}^2$  uniformément appliquée à toute la surface de l'absorbeur.

$$\text{en } x = 1,7 ; \quad U = 0 ; \quad V = 0 ; \quad \varphi = 129 \text{ kW/m}^2$$

Des conditions de non-glissement, ainsi que des conditions de couplages thermiques sont appliquées aux faces de la frontière fictive.

$$\text{en } x = 1,4 \quad \lim_{x \rightarrow 1,4^-} \varphi = \lim_{x \rightarrow 1,4^+} \varphi ; \quad \lim_{x \rightarrow 1,4^-} T = \lim_{x \rightarrow 1,4^+} T ; \quad U = 0 ; \quad V = 0$$

## 2.5. Résolution numérique

Les simulations numériques de l'analyse paramétrique sont effectuées sous FLUENT 15.0. L'écoulement moyen est supposé stationnaire, incompressible et turbulent. L'algorithme SIMPLE (Volume finie) est utilisé. Un schéma Upwind d'ordre deux est préféré pour la résolution des équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie. Afin de modéliser la turbulence de l'écoulement, un modèle de turbulence  $RNG k - \varepsilon$  et une loi de paroi [11] améliorée sont adoptés. La gravité  $g_y$  est prise égale à  $-9,81 \text{ m/s}^2$ .

## 3. Analyse de sensibilité

L'objectif de l'analyse de sensibilité est de mettre en évidence l'influence de la conductivité thermique  $\lambda$  du fluide équivalent et de sa masse volumique  $\rho$ , sur le champs de température dans les 2 régions centrales et latérales. Le champ de température dépend aussi de la viscosité dynamique du fluide équivalent, de la densité de flux, de la taille de la zone latérale correspondant à l'écoulement descendant mais seule l'influence de la masse volumique  $\rho$  ainsi que l'influence de la conductivité thermique  $\lambda$  des fluides équivalents, qui s'écoulent dans les deux différentes régions, sont étudiées. On s'intéresse en particulier à l'évolution des deux températures  $T_{out,centre}$  (point 1) et  $T_{in,paroi}$  (point 4).

L'influence de ces deux paramètres est étudiée à capacité calorifique constante car, dans la plage de température considérée, les capacités calorifiques de l'air et des particules de carbures de silicium sont à peu près égales. De ce fait, le mélange a une capacité calorifique constante indépendamment de la fraction volumique en particules (environ 1100 J/kg.K).

### 3.1. Influence de la masse volumique

La masse volumique des fluides équivalents est modifiée via le taux de particules en volume  $\alpha_p$  :

$$\rho_{fluide\ equivalent} = \alpha_p \cdot \rho_{SiC} + (1 - \alpha_p) \cdot \rho_{air} \quad (3)$$

La masse volumique de l'air est négligeable devant celle des particules :

$$\rho_{fluide\ equivalent} \approx \alpha_p \cdot \rho_{SiC} \quad (4)$$

On se fixe un taux de particules relativement faible en région centrale, et on fait varier la fraction volumique en région latérale :

Dans la figure 4, on peut constater que la température  $T_{out,centre}$  est inférieure à 775 K (températures des particules à 5mm de la paroi, en sortie de l'absorbeur) pour  $\alpha_{centre} > 6\%$ . En conséquence, le profil de température en cloche à la sortie de l'absorbeur (plus chaud au centre et plus froid près des parois) n'est plus respecté. Par contre pour  $\alpha_{centre} < 4\%$ , ce profil est toujours obtenu. La température souhaitée en sortie de l'absorbeur qui est de 850 K est obtenue pour 3 % de particules au centre, et de 2 % ou de 26 % sur les côtés.

On remarque sur la figure 5 que la température dans la partie basse de la zone de recirculation, s'éloigne de celle mesurée expérimentalement quand la fraction volumique latérale augmente.

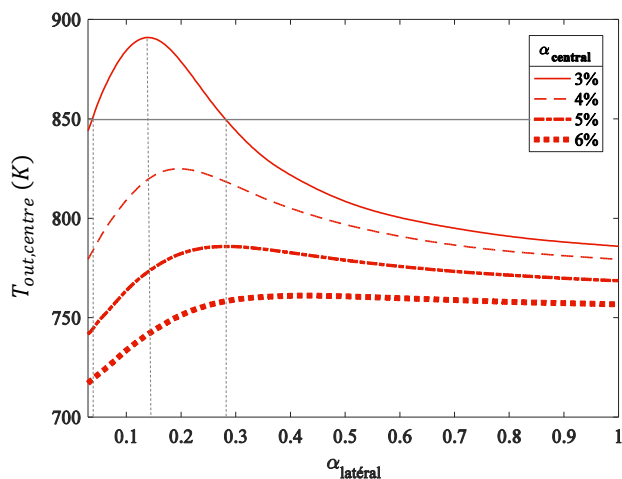


Figure 4 : Influence de la masse volumique sur  $T_{out,centre}$

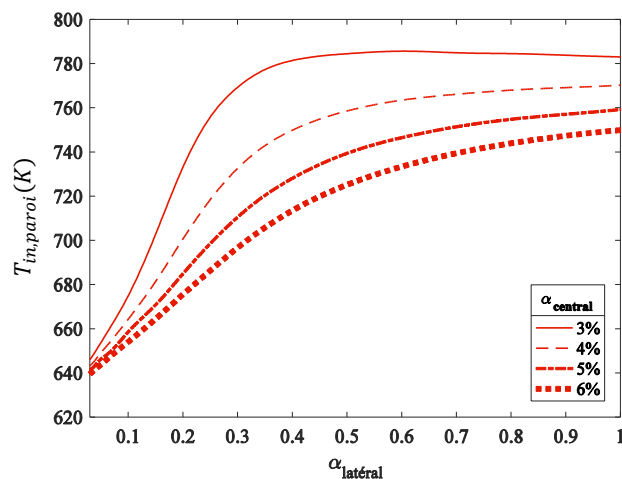


Figure 5 : Influence de la masse volumique sur  $T_{in,paroi}$

On voit également que seule la valeur de  $\alpha_{centre} = 3\%$ , permet de retrouver des températures supérieures ou égales à 845 K (température expérimentale). Cette valeur est plus faible que ce qui est habituellement observé dans les lits fluidisés ( $\alpha \approx 30\%$ ).

### 3.2. Influence de la conductivité thermique

Dans le modèle proposé, la convection due au mouvement transversal des particules n'est pas simulée. Cet effet est pris en compte via l'ajout d'une composante convective à la conductivité thermique effective. Ceci revient à augmenter arbitrairement la conductivité apparente du mélange.

Pour étudier l'influence de la conductivité thermique sur le champ de température, on se place dans la configuration qui conduit à la température  $T_{out,centre}$  la plus élevée, c'est-à-dire un taux de particules en volume de 3 % au centre et de 15 % dans la zone annulaire. Puis on change la conductivité thermique dans la région centrale, pour différentes conductivités latérales :

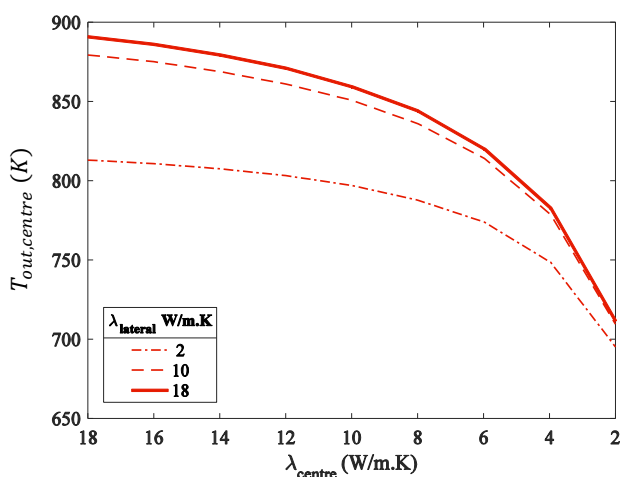


Figure 6 : influence de la conductivité thermique sur  $T_{out,centre}$

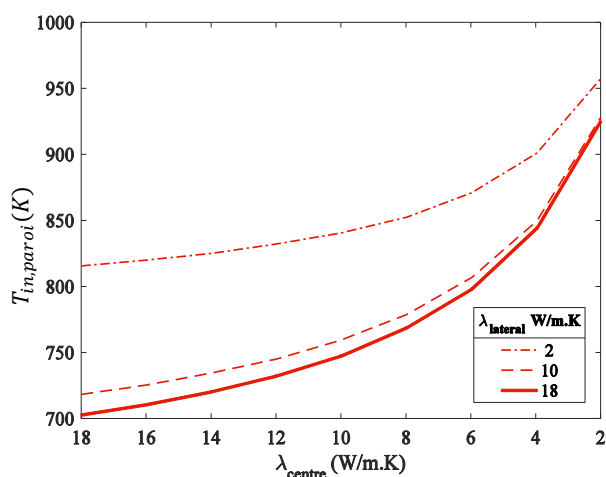


Figure 7 : influence de la conductivité thermique sur  $T_{in,paroi}$

La température  $T_{out,centre}$  décroît avec la diminution de la conductivité thermique au centre. Si cette dernière, dans la zone annulaire ne descend pas en dessous de 10 W/m.K, la température de 850 K au centre est retrouvée (Figure 6).

Diminuer la conductivité thermique centrale entraîne une augmentation de la température  $T_{in,paroi}$  (figure 7). De ce fait, on s'éloigne de la température mesurée expérimentalement.

### 3.3. Synthèse

Cette étude paramétrique non exhaustive a permis de mettre en évidence un certain nombre de tendances. Pour reproduire les phénomènes souhaités, notamment le profil de température en sortie de l'absorbeur (température élevée au centre et plus faible sur les côtés) on retiendra les points suivants :

- Dans les deux régions la conductivité thermique effective doit être très supérieure à celle d'un lit fixe de particules (environ 18 W/m.K).
- Un écart de conductivité entre le centre et les côtés de l'absorbeur peut être toléré.
- La capacité calorifique volumique du fluide  $\rho C_p$  au centre de l'absorbeur doit être très faible, même si un écart peut être toléré entre le centre et les côtés de l'absorbeur.
- Augmenter le taux de particules sur dans la zone annulaire par rapport au taux de particules au centre fait augmenter les températures dans le bas de la zone annulaire de l'absorbeur de manière conséquente (écarts importants par rapport aux températures souhaitées).

En se basant sur ces lignes directrices, une simulation est réalisée et comparée aux résultats expérimentaux. Cette simulation est effectuée dans les mêmes conditions que les simulations précédentes. Un seul pseudo fluide aux propriétés indépendantes de la température est considéré (capacité calorifique 1100 J/kg.K, viscosité dynamique 0.00022 Pa.s, conductivité thermique 18 W/m.k et masse volumique 100 kg/m<sup>3</sup>).

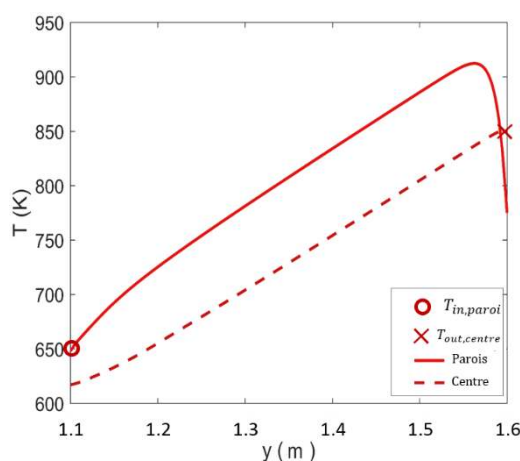


Figure 8 : Profil de température vertical

Les profils de températures retrouvés calculés avec le modèle (figure 9) correspondent aux mesures expérimentales, avec  $T_{out,centre} = 845 K$  (erreur relative de 0.6 %) et  $T_{in,paroi} = 650 K$  (erreur relative de 5%), mais il est important de souligner que les paramètres

d'entrée du modèle, notamment la masse volumique du fluide équivalent (soit  $\alpha=3\%$ ) ne correspond pas tout à fait à ce qui est habituellement observé pour les écoulements dense de particules fluidisées ( $\alpha \approx 30\%$ ). Par conséquent, il est probable que l'épaisseur choisie de la zone latérale (écoulement descendant), ne soit pas assez réaliste.

## 4. Conclusion

L'écoulement annulaire (ascendant au centre et descendant près des parois) d'un tube vertical chauffé par rayonnement solaire concentré dans lequel circule une suspension de particules fluidisées, a été modélisé par deux fluides équivalents. La séparation de ces deux fluides est faite grâce à des frontières fictives. Une analyse de sensibilité du champ de température à la masse volumique et la conductivité thermique, a été entreprise pour identifier la configuration qui permet de retrouver les températures expérimentales.

Pour une masse volumique de  $100 \text{ kg/m}^3$  et une conductivité thermique de  $18 \text{ W/m.k}$ , on obtient des températures proches des mesures expérimentales (soit  $T_{out,centre} = 850 \text{ K}$  et  $T_{in,rec} = 620 \text{ K}$ ). Même si le modèle proposé ici permet de trouver des températures proches des valeurs expérimentales, la masse volumique calculée est sous-estimée. Une analyse plus poussée, faisant intervenir notamment la viscosité et la taille des zones de recirculation, sera effectuée dans les futures études..

## Références

- [1] A. B. Zavoico, *Solar Power Tower Design Basis Document, Revision 0*, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (US); Sandia National Labs., Livermore, CA (US), SAND2001-2100, Jul. (2001).
- [2] R. G. Munro, Material Properties of a Sintered  $\alpha$ -SiC, *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, 26- 5, Sep. (1997), 1195–1203.
- [3] H. Benoit, I. Pérez López, D. Gauthier, J.-L. Sans, and G. Flamant, On-sun demonstration of a  $750^\circ\text{C}$  heat transfer fluid for concentrating solar systems: Dense particle suspension in tube, *Sol. Energy*, vol. 118, (2015), 622–633.
- [4] H. Benoit, *Tubular solar receiver with dense particle suspension upward flow*, Université de Perpignan, (2015).
- [5] CSP2 Project (Concentrated Solar Power in Particules European Project).: <https://www.csp2-project.eu/home.html>.
- [6] M. Ishii and T. Hibiki, *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. Springer Science & Business Media, (2010).
- [7] H. Neau, J. Laviéville, and O. Simonin, NEPTUNE\_CFD High Parallel Computing Performances for Particle-Laden Reactive Flows, *7th International Conference on Multiphase Flow (ICMF 2010)*, Tampa, USA, 2010, (2010), 1–15.
- [8] A. Reyes Urrutia, H. Benoit, M. Zambon, D. Gauthier, G. Flamant, and G. Mazza, Simulation of the behavior of a dense SiC particle suspension as an energy transporting vector using computational fluid dynamics (CFD), *Chem. Eng. Res. Des.*, 106, (2016), 141–154.
- [9] C. E. Brennen, *Fundamentals of Multiphase Flow*, Cambridge University, Cambridge University Press, (2005).
- [10] D. Quemada, Rheology of concentrated disperse systems and minimum energy dissipation principle, *Rheol. Acta*, 16-1, (1977), 82–94.
- [11] B. E. Launder and D. B. Spalding, The numerical computation of turbulent flows, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 3-2,(1974), 269–289.

# Modélisation thermique de la température de câbles chauffants.

Nicolas LALANNE<sup>1</sup>, Stéphane MORET<sup>2</sup>, Sébastien GRILLERE<sup>2</sup>, Mathieu KREMER<sup>1</sup>, Jean-Pierre MONCHAU<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Themacs Ingénierie, 2B rue Alfred Nobel, 77420 Champs-sur-Marne

<sup>2</sup>FLEXELEC – OMERIN, 10 Rue des Frères Lumière, 69720 Saint-Bonnet-de-Mure

**Résumé** - L'objectif de cette étude est de réaliser un outil de modélisation par éléments finis de la température de surface de câbles électriques chauffants, utilisant une méthode procédurale de génération du modèle géométrique. Des essais normalisés sont effectués selon la norme NF EN 60079-30-1 (ou selon une norme canadienne C22-2 NO 130-16). La validité du modèle a été comparée aux valeurs expérimentales en prenant en compte comme paramètre d'influence le coefficient de convection. Les résultats ont démontré l'intérêt de ce type d'étude théorique pour dimensionner correctement la puissance de chauffe ainsi que les épaisseurs d'isolants pour être conforme aux normes en vigueur.

## Nomenclature

$D$	diamètre total de câble, $m$	$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$h_{conv}$	coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$\varphi_l$	puissance linéique de chauffe, $W.m^{-1}$
$h_{rad}$	coefficient d'échange radiatif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$r$	rayon, $m$	$i$	indice d'itération
$T$	température, $K$	$n$	interface de gaine
<i>Symboles grecs</i>		$s$	surface d'échange

## 1. Introduction

La norme NF EN 60079-30-1 spécifie les exigences générales et les essais relatifs aux résistances électriques de traçage sur site ou en usine, en atmosphère explosive gazeuse. Cette norme impose au constructeur d'indiquer leur température maximale de fonctionnement, en proposant une méthode où cette température est générée artificiellement dans des conditions extrêmes.

Dans cette étude, les résistances électriques sont des câbles chauffants, dont on cherche à déterminer le profil axial de température. La norme impose que les essais s'effectuent en régime stationnaire. Les phénomènes de convection qui entrent en jeu sur des géométries de type cylindre font l'objet de nombreuses études depuis leur caractérisation en régime forcé à celui en régime mixte [1].

Trois configurations de câbles sont identifiées : les câbles à un, deux ou trois torons centraux. Ces torons peuvent être enrobés par un nombre de gaines d'épaisseurs et de matériaux quelconques.

## 2. Modèle analytique

### 2.1. Profil de température

Dans la suite des modèles proposés, on utilise les hypothèses générales suivantes : le régime thermique stationnaire est atteint, et les câbles sont de longueur infinie.

Dans le cas des câbles à un toron central, cette configuration s'apparente à un modèle de cylindre concentriques. La température de surface  $T_s$  d'un câble de rayon  $r_D$  dissipant une puissance linéique  $\varphi_l$  et échangeant avec un environnement à  $T_{air}$  s'exprime directement par :

$$T_s = \frac{\varphi_l}{2\pi r_D(h_{conv}+h_{rad})} + T_{air} \quad (1)$$

La résistance linéique thermique d'une gaine comprise en l'interface  $n$  et  $n+1$  et de conductivité  $\lambda_n$  est donnée par :

$$R_n = \frac{1}{2\pi\lambda_n} \ln\left(\frac{r_{n+1}}{r_n}\right) \quad (2)$$

La température à l'interface  $n$  s'exprime alors par :

$$T_n = T_s + \varphi_l \sum_{i=n}^{i=D-1} R_i \quad (3)$$

Soit :

$$T_n = \frac{\varphi_l}{2\pi} \left[ \frac{1}{r_D(h_{conv}+h_{rad})} + \sum_{i=n}^{i=D-1} \frac{\ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right)}{\lambda_i} \right] + T_{air} \quad (4)$$

Les températures obtenues par (4) permettent la validation du modèle à un toron dans ses couches internes. Par la suite, on utilisera seulement l'expression (1) pour estimer la température de surface.

### 2.1.1. Modèle avec pertes radiato-convectives

Les échanges convectifs entre la surface du câble et l'air sont évalués à l'aide du nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{h_{conv} \cdot D}{\lambda_{air}} \quad (5)$$

Afin de déterminer la valeur du coefficient d'échange convectif à fournir au modèle numérique pour le calcul du champ de température, des corrélations issues de la littérature sont employées. Le calcul du coefficient convectif moyen équivalent dépend alors de la température recherchée, c'est pourquoi on met en place le schéma itératif suivant :

- Initialisation de la température de surface à l'aide de (1) avec un coefficient convectif initial  $h_{conv}^0 = 5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ , et en considérant que  $h_{rad}^0 = h_{conv}^0$  :

$$T_s^0 = \frac{\varphi_l}{2\pi r_D \cdot 2h_{conv}^0} \quad (6)$$

- Schéma itératif à l'étape  $i > 0$  :

- Calcul de la température moyenne du film d'air proche de la surface :

$$T_m = \frac{T_s^{i-1} + T_{air}}{2} \quad (7)$$

- Calcul de  $Nu_D^{i-1}$  à partir de la corrélation choisie, des propriétés thermiques et de la température calculées à l'étape  $(i-1)$

- Calcul de  $h_{conv}^i$  :

$$h_{conv}^i = \frac{\lambda^{i-1} \cdot Nu_D^{i-1}}{2r_D} \quad (8)$$

- Calcul de  $h_{rad}^i$  par linéarisation, avec l'hypothèse d'une température d'air proche de celle en surface, et en considérant l'émissivité égale à un ( $\sigma$  est la constante de Stefan) :



$$h_{rad}^i = \sigma \left( (T_s^{i-1})^3 + (T_s^{i-1})^2 T_{air} + (T_s^{i-1}) T_{air}^2 + T_{air}^3 \right) \quad (9)$$

- Calcul du nouveau  $T_s^i$  :

$$T_s^i = \frac{\varphi_l}{2\pi r_D (h_{conv}^i + h_{rad}^i)} \quad (10)$$

On considère que la convergence est atteinte lorsque  $|T_s^i - T_s^{i-1}| < 10^{-5} \text{°C}$ , réalisé sous Excel.

Pour déterminer le nombre de Nusselt, en convection naturelle, on utilise la corrélation de Morgan [2], alors qu'en convection mixte, on utilise la corrélation de Hatton [3]. En convection forcée, la littérature propose de nombreuses corrélations pour le cas du cylindre isotherme. On choisit d'utiliser les corrélations de Knudsen & Katz [4] de Kramers [5], de Fand [6] et de Bernstein & Churchill [7] car elles correspondent aux plages du nombre de Prandtl estimé pour l'air.

On trace sur la figure 1 l'évolution du coefficient convectif en fonction de la vitesse d'écoulement de l'air pour un cylindre de diamètre 7 mm et pour une puissance de chauffe de  $20 \text{ W.m}^{-1}$ , en fonction de chaque corrélation choisie. On constate que les corrélations de la convection forcée fournissent des valeurs du coefficient convectif suffisamment proches entre-elles pour que l'on puisse raisonnablement en effectuer le calcul d'un coefficient convectif moyen.

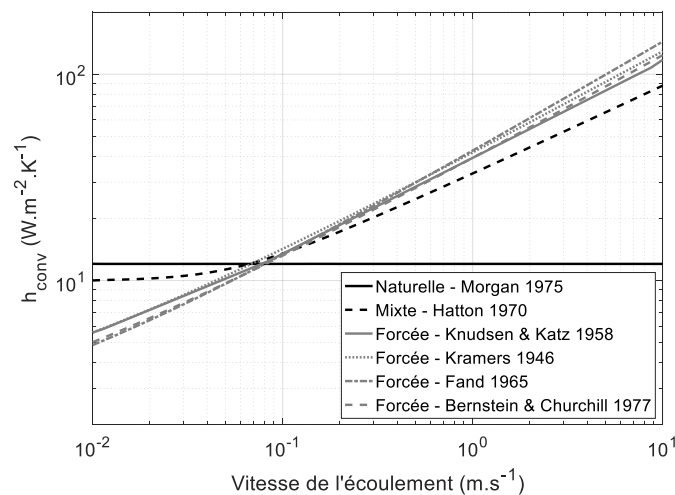


Figure 1 : Evolution du coefficient convectif issu des corrélations en fonction de la vitesse d'écoulement de l'air, pour un cylindre de 7 mm de diamètre chauffé à  $20 \text{ W.m}^{-1}$

Afin de considérer une évolution continue du coefficient convectif en fonction de la vitesse d'écoulement, on trace l'évolution du nombre de Richardson pour chaque configuration. Ce dernier est défini par :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (11)$$

Où  $Gr$  est le nombre de Grashof et où  $Re$  est le nombre de Reynolds.

Le nombre de Richardson est donc défini comme le carré du rapport des vitesses caractéristiques de la convection naturelle sur la convection forcée. Classiquement, le régime de convection naturelle est marqué par  $Ri > 10$ , de convection mixte pour  $10 > Ri > 0,1$ , et de convection forcée pour  $Ri < 0,1$ , bien que ces valeurs de transition varient d'une étude à une autre.

Afin de visualiser les différents régimes de convection en fonction de la vitesse de l'air, on trace en figure 2 l'évolution du coefficient de convection pour deux puissances linéiques de chauffe, 5 et 50 W.m<sup>-1</sup>, et pour les corrélations identifiées. L'évolution du nombre de Richardson pour ces trois régimes permet d'identifier les valeurs des vitesses lors des transitions classiquement attendues. Par exemple, pour une puissance de 5 W.m<sup>-1</sup>, il est attendu que le régime passe de la convection naturelle à mixte pour une vitesse d'écoulement d'environ 0,017 m.s<sup>-1</sup>, et de la convection mixte à forcée pour une vitesse d'écoulement de 0,11 m.s<sup>-1</sup>. Afin d'établir l'évolution continue du coefficient convectif en fonction de la vitesse de l'écoulement, on choisit d'utiliser le coefficient convectif le plus grand calculé à partir des corrélations, pour chaque régime de convection. A 5 W.m<sup>-1</sup>, les valeurs remarquables du nombre de Richardson sont alors modifiées : 2 pour la transition naturelle – mixte, et 0,4 pour la transition mixte – forcée. A 50 W.m<sup>-1</sup>, on a respectivement 2 et 0,9. On observe que les coefficients convectifs ne dépendent plus de la puissance de chauffe lorsque le régime de convection forcée est atteint.

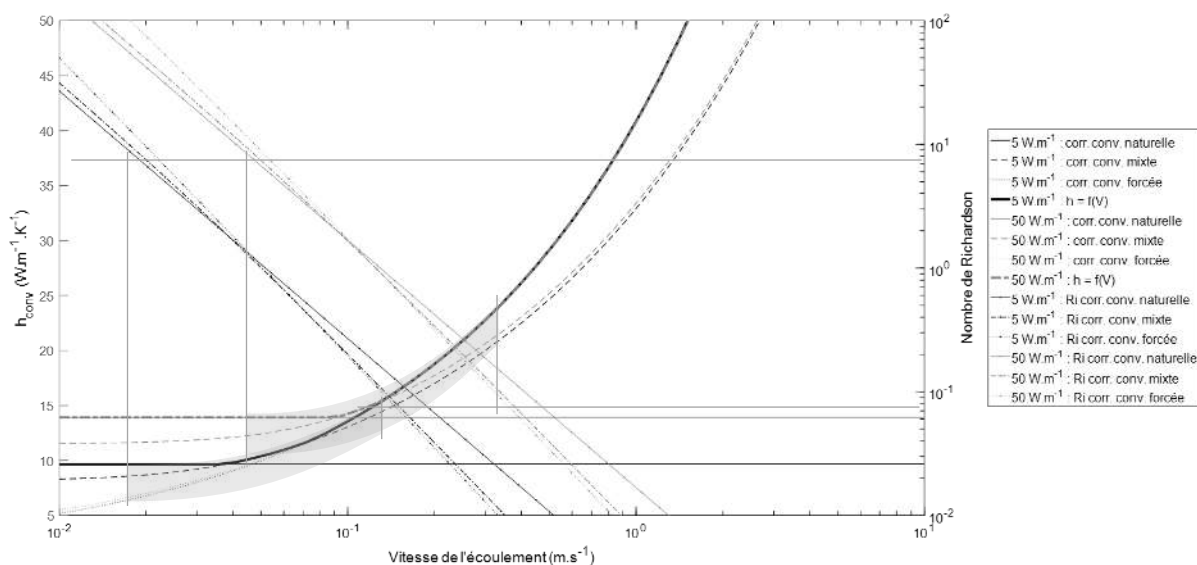


Figure 2 : Evolution du coefficient convectif pour deux puissances linéiques de chauffe en fonction de la vitesse d'écoulement de l'air

On trace l'évolution du coefficient convectif calculé par notre méthode en fonction de la vitesse d'écoulement de l'air, pour différents diamètres  $D$  de câble, et pour une puissance linéique de 20 W.m<sup>-1</sup> en figure 3. Le régime de convection mixte n'est sensiblement observable que pour les câbles de faible diamètre, typiquement inférieur à 8 mm.

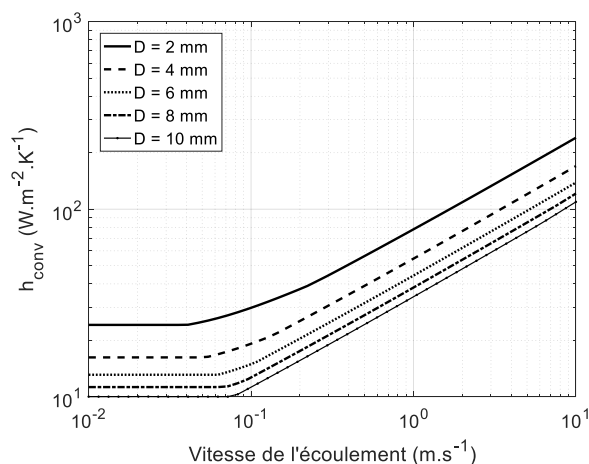


Figure 3 : Evolution du coefficient convectif avec la vitesse d'écoulement de l'air selon cinq diamètres de câble, pour une puissance linéique de 20 W.m<sup>-1</sup>

### 3. Modélisation par éléments finis

#### 3.1. Modèle Cast3M

Afin de prendre en compte les agencements des gaines lors des configurations à deux et trois torons, la modélisation par éléments finis est mise en place à l'aide du logiciel Cast3M (<http://www-cast3m.cea.fr>), effectuée de manière procédurale (cf. Figure 4). Le modèle à un toron est également généré par éléments finis afin de permettre d'étudier le comportement des matériaux dont les propriétés varient avec la température. Dans le cas d'une modélisation d'un câble à un toron, la géométrie se réduit à modéliser un rectangle de largeur unité selon l'axe de rotation du câble, et de longueur correspondant au rayon du câble, où le maillage n'est effectué que selon l'axe radial, et où le problème thermique est résolu dans des coordonnées cylindriques. Dans le cas d'une modélisation à deux torons, la géométrie est générée en deux étapes : la partie droite est générée à partir de géométries circulaires, alors que la partie gauche correspond à un maillage mixte : les zones (a) et (b) sont générées par rotation, (c) par un maillage libre, et (d) par un maillage régulier droit. Dans le cas d'une modélisation à trois torons, on réalise une symétrie du maillage mixte afin d'ajouter cette partie centrale. Seuls les nœuds de la frontière supérieure, repérée par les flèches blanches sur la figure 4, définissent la surface d'échange radio-convective du modèle. Les autres frontières sont laissées adiabatiques par défaut, permettant d'exploiter les symétries du problème. La validité éprouvée du modèle thermique de Cast3M permet de déplacer les incertitudes de modélisation du système aux seules pertes thermiques sur la surface externe. Par la suite, dans le modèle numérique, le coefficient d'échange convectif est imposé à la valeur calculée par la méthode décrite précédemment. De futurs travaux permettront le calcul de ce coefficient au cours du processus de Cast3M, permettant notamment de considérer une condition d'échange convective non linéaire.

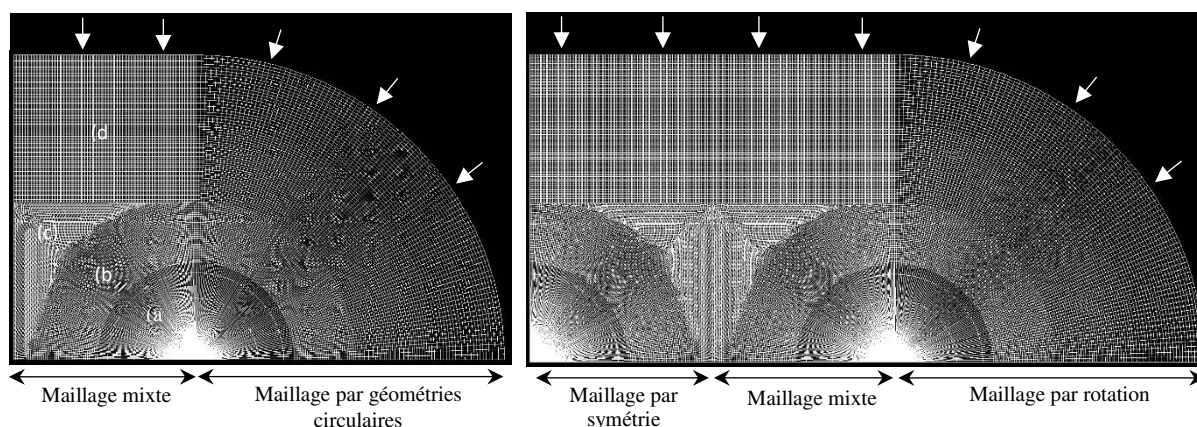


Figure 4 : Géométrie et maillage d'un quart de section de câble à deux torons (à gauche) et à trois torons (à droite)

#### 3.2. Validation numérique

##### 3.2.1. Comparaison entre le modèle analytique et le modèle numérique

Le modèle analytique est celui décrit plus haut par le processus itératif, où le coefficient convectif est fixé. On modélise un câble constitué d'un seul toron chauffant, dont la géométrie se ramène à une paroi multicouches en coordonnées cylindriques. On considère un câble constitué de trois matériaux de conductivité  $300$ ,  $0,5$  et  $0,4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  et de rayons respectifs  $0,5 \text{ mm}$ ,  $1 \text{ mm}$  et  $3,5 \text{ mm}$ , le rayon étant orienté vers l'extérieur du câble. L'air est à température constante de  $20^\circ\text{C}$ , et identique à la température de l'environnement radiatif. Un modèle sans pertes radiatives est également établi, avec des pertes convectives doublées. On trace les

courbes des écarts calculés entre les températures obtenues par le modèle analytique et par la simulation sur la figure 6.

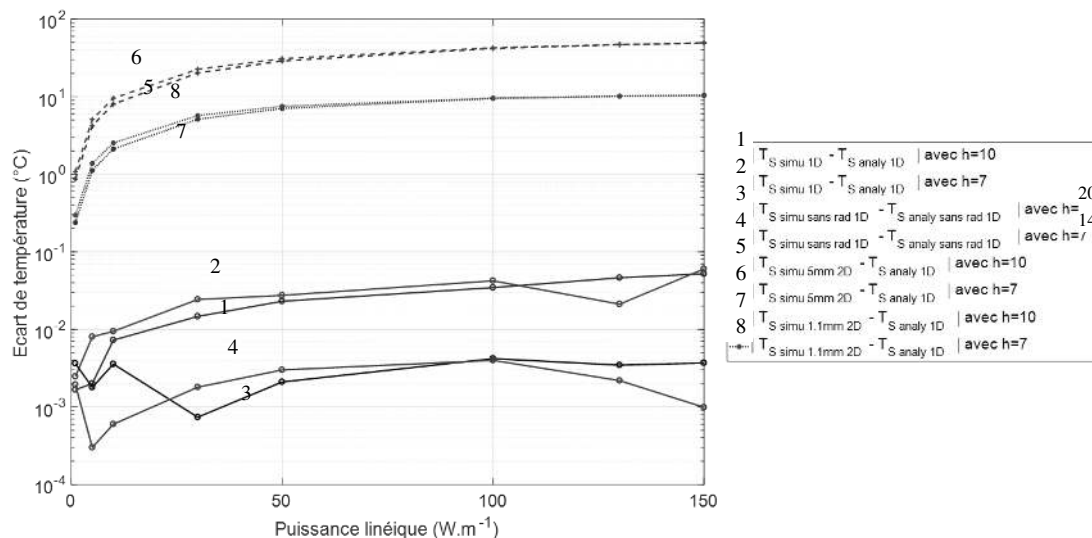


Figure 6 : *Écarts entre la température obtenue par le modèle numérique et celle obtenue par le modèle analytique en fonction de la puissance linéique, pour différents types de câbles*

On observe des écarts inférieurs à  $0,05 \text{ } ^\circ\text{C}$  pour le modèle numérique 1D cylindrique jusqu'à  $150 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$ , quelle que soit la modélisation des pertes thermiques. Dans le cas d'un modèle numérique 2D, à  $150 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$ , les écarts convergent à environ  $10^\circ\text{C}$  pour un câble composé de deux torons séparés d'une distance de  $1,1 \text{ mm}$ , et à environ  $50^\circ\text{C}$  pour une distance de  $5 \text{ mm}$ . Aux faibles puissances linéiques, typiquement inférieures à  $25 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}$ , les écarts sont de l'ordre de grandeur de l'unité pour le cas 2D avec inter-distance de  $1,1 \text{ mm}$ .

Les différences observées sont donc négligeables relativement aux températures de surface calculées dans les cas où les géométries sont semblables. Dans les cas 2D, les températures s'écartent de celles du modèle 1D à mesure que l'on augmente la distance entre les torons, c'est-à-dire que l'on s'éloigne du comportement 1D du problème thermique. On en conclut que le modèle numérique Cast3M est validé pour ces cas d'application.

## 4. Validation expérimentale

### 4.1. Protocole de mesure

La méthode de mesure est celle décrite dans la norme NF EN 60079-30-1. On enroule en une spirale un câble chauffant de  $2 \text{ m}$  dans une enceinte thermorégulée (cf. Figure 6). La spirale est maintenue à l'aide de supports métalliques enrobés dans un isolant. Pour mesurer la température de l'air dans l'enceinte et du câble chauffant, on utilise des thermocouples de type K associés à un thermomètre FLUKE 54IIB, étalonnés par un bain d'huile chauffé entre  $100$  et  $150^\circ\text{C}$ . Les thermocouples sont disposés sur le câble à  $500 \text{ mm}$  de chaque extrémité du câble chauffant afin de se soustraire aux pertes conductives à travers l'ouverture. Ils sont maintenus mécaniquement sur le câble tandis que la jonction est en contact avec la surface à travers une pâte thermique conductrice. Le câble est alimenté grâce à une alimentation de puissance stabilisée EA-PS 9080-120. La puissance est déterminée par la mesure de la tension aux bornes d'une résistance de shunt en série avec le câble, et par la mesure de la tension directement aux bornes du câbles chauffant.



Figure 6 : Câble d'étude enroulé et maintenu dans l'enceinte thermique

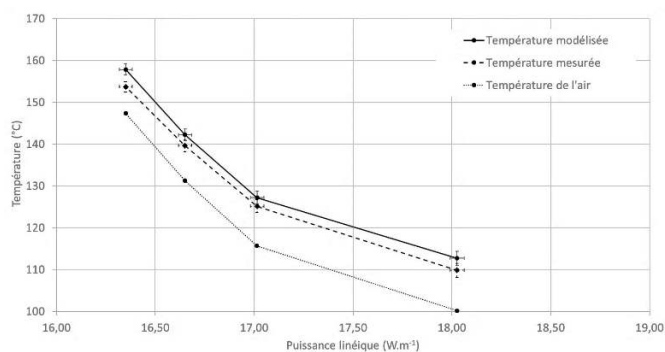


Figure 7 : Températures mesurées par thermocouples et modélisées numériquement d'un câble chauffant de diamètre 7,6 mm, en fonction de la température de l'air dans l'enceinte

#### 4.2. Comparaison modèle – expérience

Le câble utilisé pour comparer le modèle numérique aux mesures expérimentales est un câble monobrin, soit avec un seul toron chauffant, référencé 1C18AWG par le constructeur. Le modèle numérique utilisé est alors le modèle 1D axisymétrique réalisé avec Cast3M. On compare seulement les températures de surface obtenues dans l'enceinte, mesurées par les thermocouples, pour une puissance linéique estimée à 110% de la puissance nominale, et pour différentes températures d'environnement (cf. Figure 7).

Les distances supérieures à l'amplitude du pied à coulisse (15 cm) ont été mesurées à l'aide d'un mètre ruban. On rassemble dans le tableau 2 les mesures obtenues dans l'enceinte lorsque la température de l'air à l'intérieur est stabilisée à 100°C de consigne. Compte tenu de la loi de propagation des incertitudes pour une loi physique de type (1), on constate que l'incertitude relative sur la vitesse d'écoulement de l'air dans l'enceinte est prépondérante devant celles des autres facteurs. L'incertitude sur la température de surface peut alors être entièrement portée sur l'incertitude sur la vitesse d'écoulement via la valeur du coefficient convectif global. En utilisant la méthode décrite en 2.1.1, on calcule un coefficient convectif égale à 39,23 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour une vitesse d'écoulement de 1 m.s<sup>-1</sup>, et de 55,06 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> pour une vitesse d'écoulement de 2 m.s<sup>-1</sup>. Pour 1,5 m.s<sup>-1</sup>, on calcule un coefficient de 47,81 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>, et l'incertitude absolue peut alors raisonnablement être estimée à ± 8 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>. En négligeant l'incertitude sur le coefficient d'échange radiatif devant celle sur le coefficient convectif, l'incertitude sur la température est finalement donnée par :

$$\Delta T = \left| \frac{\partial h_{conv}}{\partial T} \right| \cdot \Delta h_{conv} \quad (12)$$

Soit :

$$\Delta T = \frac{UI}{\pi DL(h_{conv} + h_{rad})^2} \Delta h_{conv} \quad (13)$$

D'où une valeur de l'incertitude égale à ± 1,67°C pour une température de consigne de 100°C et pour un coefficient d'échange radiatif de 12,3 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>, obtenu par (9). A 150°C de consigne, le coefficient d'échange radiatif est égal à 17,5 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>, d'où l'incertitude sur la température égale à ± 1,28°C. Les incertitudes intermédiaires sont calculées proportionnellement.

	Valeur mesurée en régime permanent	Incertitude relative calculée / estimée
Tension aux bornes du câble $U$	0,489 V	$\pm 0,0085$ %
Courant parcourant le câble $I$	73,73 A	$\pm 0,25$ %
Diamètre du câble $D$	7,6 mm	$\pm 0,2$ %
Longueur du câble $L$	2 m	$\pm 0,5$ % *
Vitesse d'écoulement de l'air $V$	1,5 m.s <sup>-1</sup>	$\pm 33$ % **

\* avec une incertitude absolue de  $\pm 1$  cm

\*\* avec une incertitude absolue de  $\pm 0,5$  m.s<sup>-1</sup>

Tableau 2 : Grandeurs mesurées au régime stationnaire à la température de consigne de 100°C

On constate qu'il existe un biais entre les températures mesurées et modélisées, qui n'est pas expliqué par l'erreur sur la convection, dans les gammes de vitesse d'écoulement considérées. L'incertitude sur la température de l'air dans l'enceinte n'est pas prise en compte, car elle dépend essentiellement de la position du thermocouple et de la circulation et des mouvements de l'air, difficile à estimer dans l'état.

Cette étude montre que les deux paramètres impliqués dans la modélisation des phénomènes convectifs, la température de l'air et la vitesse d'écoulement, doivent être mesurés avec une précision du même ordre que la précision recherchée sur la température de surface du câble. La difficulté induite par ces deux mesures peut être contournée en effectuant une simulation sur l'air dans l'enceinte, en modélisant les mouvements fluides en sortie du système ventilant et autour du câble chauffant.

## 5. Conclusion

L'objet de cette étude est la mise en application d'une norme européenne pour des câbles électriques résistifs chauffants et la modélisation de leur comportement thermique dans une atmosphère contrôlée. Les pertes convectives ont été modélisées à partir de corrélations et de manière continue entre les régimes de convection naturelle, mixte et forcée. La modélisation des câbles a été effectuée à partir d'une méthode de génération de maillage procédurale sous Cast3M. La confrontation des résultats de mesures aux températures simulées montre qu'il existe un biais qui ne s'explique que par l'incertitude sur la position de la prise de mesure de la température dans l'enceinte, ainsi que l'estimation de la vitesse d'écoulement autour du câble. Une modélisation de l'écoulement dans l'enceinte est nécessaire pour préciser ces résultats.

## Références

- [1] Matthieu Boirlaud, *Contribution à l'étude de la convection mixte en régime turbulent*, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (2012).
- [2] V. T. Morgan, The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders, *Advances in Heat Transfer* (1975), 11:199 – 264.
- [3] A. Hatton, D. James, and H. Swire, Combined forced and natural convection with low-speed air flow over horizontal cylinders, *Journal of Fluid Mechanics* (1970), 42:17 – 31.
- [4] J. G. Knudsen and D. L. Katz, *Fluid dynamics and heat transfer*, Mc Graw-Hill (1958).
- [5] H. A. Kramers. Heat transfer from spheres to flowing media, *Physica* (1946), 12:61–80.
- [6] R. M. Fand. Heat transfer by forced convection from a cylinder to water in crossflow, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (1965), 8:995–1010.
- [7] M. Bernstein S.W. Churchill. A correlating equation for forced convection from gases and liquids to a circular cylinder in cross flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (1977), 99:300–306.

# Thème 3

## Rayonnement

### Contents

---

Modélisation du comportement réfléchissant de surfaces rugueuses métalliques : détermination de la réflectivité bidirectionnelle . . . . .	104
Étude numérique de panaches thermiques en présence d'un couplage radiation-convection . . . . .	112
Prédiction de la mesure de température de surface par thermographie infrarouge dans un environnement tout métallique : application à la machine de fusion WEST . . . . .	120

---

# Modélisation du comportement réfléchissant de surfaces rugueuses métalliques : détermination de la réflectivité bidirectionnelle

Benjamin JAVAUDIN<sup>1</sup>, Remi GILBLAS<sup>1</sup>, Thierry SENTENAC<sup>1</sup>, Yannick LE MAOULT<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut Clément Ader (ICA), Université de Toulouse, CNRS, IMT Mines Albi, UPS, INSA, ISAE-SUPAERO

Campus Jarlard - 81013 Albi CT Cedex 09

\*(auteur correspondant : benjamin.javaudin@mines-albi.fr)

**Résumé** - La mesure de champs de températures vraies par thermoréfectométrie repose sur la mesure indirecte de l'émissivité à partir de la mesure des réflectivités bidirectionnelles. Ces dernières permettent de calculer l'émissivité par l'introduction d'un modèle de fonction de diffusion. Cet article présente une modélisation de la fonction de diffusion à partir d'un modèle physique des réflectivités bidirectionnelles. Ce modèle est évalué pour un matériau métallique avec une rugosité contrôlée.

## Nomenclature

$\varepsilon^x$	émissivité directionnelle	$\Omega^x$	angles solide dans la direction $x$ , [sr]
$\rho^{x,\cap}$	réflectivité directionnelle hémisphérique	$\mathbf{L}^x$	vecteur unitaire dans la direction $x$
$\rho^{i,r}$	réflectivité bidirectionnelle, [sr <sup>-1</sup> ]	$\mathbf{N}, \mathbf{H}$	vecteur unitaire normal global et local
$\eta^{r,i}$	fonction de diffusion, [sr]	<i>Indices et exposants</i>	
$\rho_\lambda^0$	réflectivité spéculaire normale	$i, r, x$	direction de la source, du détecteur, variable
$m$	écart-type des pentes de la rugosité	$\cap, \lambda$	quantité hémisphérique, spectrale

## 1. Introduction

La température joue un rôle clé dans de nombreux procédés industriels et sa mesure par des méthodes radiatives offre de nombreux avantages par rapport aux techniques avec contact. La thermographie permet de déterminer un champ de température de luminance basé sur la loi de Planck. Le calcul de la température vraie nécessite d'introduire une valeur de l'émissivité qui provient de la littérature ou de mesures préalables.

Pour s'affranchir de cette connaissance préalable de l'émissivité, une première approche consiste à réaliser des mesures à plusieurs longueurs d'onde et à introduire un modèle spectral d'émissivité en fonction des propriétés des matériaux. La température et les paramètres du modèle sont alors identifiés lors de la résolution d'un système formé par les équations radiométriques à chaque longueur d'onde de mesure [1]. Ces solutions passives supposent que le modèle d'émissivité soit toujours valide au cours de la mesure.

Une deuxième approche, dite active, consiste à mesurer l'émissivité "in situ". Parmi cette classe de méthodes, la thermoréfectométrie [2, 3] propose une mesure indirecte de l'émissivité à partir de la mesure de la réflectivité bidirectionnelle. Or, la mesure indirecte de l'émissivité requiert la connaissance de la réflectivité directionnelle hémisphérique. Une fonction de diffusion est alors introduite pour établir la relation entre les deux types de réflectivité.

L'objectif de cet article est de proposer une modélisation de la fonction de diffusion pour qualifier sa dépendance spectrale dans le cadre d'une mesure polychromatique. Ce modèle,



construit à partir d'un modèle physique de la fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle (FDRB), dépend alors des propriétés de surface du matériau (rugosité et indices optiques) et de la configuration géométrique du thermoréfectomètre polychromatique. La première approche retenue pour représenter la FDRB est la théorie des micro-facettes [5] issue de l'optique géométrique. Cette théorie décrit la FDRB par un ensemble de réflexions spéculaires sur une surface constituée de facettes élémentaires inclinées selon une distribution statistique liée à la rugosité. La première partie de cet article sera consacrée à l'introduction de la fonction de diffusion. Ensuite, le modèle de la fonction de diffusion basée sur la modélisation de la FDRB sera présenté. Enfin, le modèle sera évalué à partir de données issues d'un cas d'étude réel qui est le platine.

## 2. Introduction de la fonction de diffusion en thermoréfectométrie

La thermoréfectométrie repose sur l'équation radiométrique qui lie la luminance à la loi de Planck. Ainsi, un signal d'origine thermique acquis par une caméra ou un radiomètre peut être converti en une température appelée température de luminance. Dans le cas du corps noir, cette température est égale à la température vraie. En revanche pour un corps quelconque, les deux températures sont différentes et liées par l'émissivité directionnelle spectrale  $\epsilon_\lambda^r$ . Le principe de la thermoréfectométrie est alors de corriger la température de luminance à partir d'une estimation indirecte de l'émissivité en utilisant les lois Kirchhoff pour un matériau opaque. La réflectivité directionnelle hémisphérique  $\rho_\lambda^{r,\cap}$  nécessaire pour obtenir l'émissivité est alors estimée à partir de la mesure de la réflectivité bidirectionnelle  $\rho_\lambda^{i,r}$  et de l'introduction de la fonction spectrale de diffusion  $\eta_\lambda^{r,i}$ , inconnue du problème. Suivant la loi de Kirchhoff, la relation entre ces grandeurs s'exprime comme suit :

$$\epsilon_\lambda^r = 1 - \rho_\lambda^{r,\cap} = 1 - \eta_\lambda^{r,i} \rho_\lambda^{i,r} \quad (1)$$

où  $\epsilon_\lambda^r$  est l'émissivité,  $\rho_\lambda^{r,\cap}$  la réflectivité directionnelle hémisphérique,  $\rho_\lambda^{i,r}$  (en  $sr^{-1}$ ) la réflectivité bidirectionnelle mesurée et  $\eta_\lambda^{r,i}$  (en  $sr$ ) la fonction de diffusion inconnue.

L'objectif est de modéliser en rapport aux caractéristiques du matériau la fonction de diffusion. Cela implique alors de modéliser la fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle (FDRB). En effet, comme cette fonction contient les réflectivités bidirectionnelles d'une surface dans toutes les configurations géométriques possibles, elle permet donc d'établir l'expression de la fonction de diffusion ci-dessous :

$$\eta_\lambda^{r,i} = \frac{\rho_\lambda^{r,\cap}}{\rho_\lambda^{i,r}} = \frac{\int_{2\pi} \rho_\lambda^{r,x} \cos \theta^x d\Omega^x}{\rho_\lambda^{i,r}} \quad (2)$$

où  $d\Omega_x$  est l'angle solide porté par la direction  $x$  qui forme un angle  $\theta^x$  avec la normale de la surface et  $\rho_\lambda^{r,x}$  qui est la FDRB de la surface avec la direction  $r$  fixe et la direction  $x$  variable.

Cette relation montre que la fonction de diffusion n'est pas seulement une caractéristique propre de la surface mais qu'elle dépend aussi de la direction du détecteur  $r$  et de la direction de la source d'éclairement  $i$ . La modélisation de la fonction de diffusion présente donc un double intérêt qui est de pouvoir à la fois de qualifier la surface et d'anticiper l'impact du choix de  $r$  et  $i$  sur la mesure. Dans la section suivante, l'approche consiste alors à modéliser la FDRB avec  $r$  et  $i$  fixes puis avec  $r$  fixe et  $x$  variable afin d'obtenir un modèle complet de la fonction de diffusion de l'équation (2).

### 3. Modélisation de la fonction de diffusion à partir de modèles de FDRB

#### 3.1. Choix d'un modèle de FDRB

La fonction de distribution de la réflectivité bidirectionnelle décrit le comportement d'un réflecteur dans toutes les configurations géométriques possibles entre la direction d'incidence et la direction d'observation. Historiquement, deux modèles décrivent dans un cas les surfaces uniquement spéculaires (modèle de Fresnel) ou uniquement diffuses (modèle de Lambert). Cependant, la réalité est plus complexe car les objets peuvent être à la fois spéculaires et diffusants. Le caractère diffus trouve alors son origine d'une part dans la rugosité de la surface qui provoque une diffusion de la lumière incidente et d'autre part dans les effets de diffusion volumique.

Dans le cadre de cette étude qui s'intéresse aux matériaux métalliques, un modèle combinant l'interaction entre le rayonnement et la rugosité est proposé. En remarque, ce modèle n'intègre pas la diffusion volumique du fait de la très faible profondeur de pénétration du rayonnement pour les métaux. De plus, on considère les matériaux dont la dimension de la rugosité permet de négliger les effets ondulatoires du rayonnement. Notre modèle relève donc de l'approximation de l'optique géométrique. Pour savoir si un état de surface est compatible avec cette approximation, l'article [4], qui traite de surfaces à la topologie similaire à celle qui sera développée par la suite, peut alors servir de guide.

Dans ce cadre théorique, l'approche de modélisation qui est développée, consiste alors à décrire de manière statistique la rugosité de la surface afin de prédire son comportement diffus comme dans le modèle de Torrance-Sparrow [5]. Son principe est de représenter la FDRB comme un ensemble de réflexions spéculaires sur des micro-facettes dont la distribution des inclinaisons caractérise la rugosité de la surface.

Pour expliciter la FDRB dans une configuration  $(i,r)$ , un repère global, détaillé sur la figure 1, est défini autour du vecteur  $(\mathbf{N})$  normal à la surface. Le vecteur  $\mathbf{L}^i$  définit alors la direction incidente avec un angle  $\theta^i$  par rapport à  $\mathbf{N}$  et  $\mathbf{L}^r$  la direction réfléchie avec l'angle  $\theta^r$ . L'angle  $\phi$  permet enfin de généraliser la géométrie dans tout l'hémisphère sachant qu'avec cette paramétrisation le modèle sera invariant par rotation autour de  $\mathbf{N}$ . Ensuite, un second repère local, représenté sur figure 2, décrit les réflexions spéculaires sur les micro-facettes orientées d'un angle  $\alpha$  par rapport à  $\mathbf{N}$ . La normale locale de ces facettes  $(\mathbf{H})$  est alors défini par :  $\mathbf{H} = \frac{\mathbf{L}^i + \mathbf{L}^r}{\|\mathbf{L}^i + \mathbf{L}^r\|}$  soit la bissectrice de  $\mathbf{L}^i$  et  $\mathbf{L}^r$ . L'angle de réflexion formé par ces vecteurs est alors défini par  $\beta$ . Finalement, le modèle de Torrance, avec les angles  $(\theta^i, \theta^r, \phi)$  s'écrit :

$$\rho_{\lambda}^{i,r} = \rho_{\lambda}(\theta^i, \theta^r, \phi) = \frac{F(\beta, n_{\lambda}, k_{\lambda}) D(\alpha) G(\theta^i, \theta^r)}{4 \cos \theta^i \cos \theta^r} \quad (3)$$

Les angles  $\alpha$  et  $\beta$  se déduisent de  $\theta^i, \theta^r$  et  $\phi$  grâce à la définition de  $\mathbf{H}$ . Les indices  $i$  et  $r$  étant permutables, le théorème de réciprocité des chemins optiques est respecté avec  $\rho_{\lambda}^{i,r} = \rho_{\lambda}^{r,i}$ .

Dans cette équation, la fonction  $D(\alpha)$  décrit la part de l'énergie réfléchie par les facettes orientées selon l'angle  $\alpha$ . Cette fonction contient donc la description topologique de la surface qui est caractérisée par une distribution statistique associée à la variable aléatoire  $\alpha$ .

La fonction  $F(\beta, n_{\lambda}, k_{\lambda})$  traduit l'énergie réfléchie spéculairement avec un angle  $\beta$  dans le repère local de la micro-facette. Cette fonction porte donc la dépendance spectrale du modèle avec les indices optiques  $n_{\lambda}$  et  $k_{\lambda}$ .

Enfin la fonction  $G(\theta^i, \theta^r)$  traite du phénomène d'ombrage qui empêche une partie des facettes d'être éclairée et de masquage qui provoque une seconde réflexion sur une autre facette.

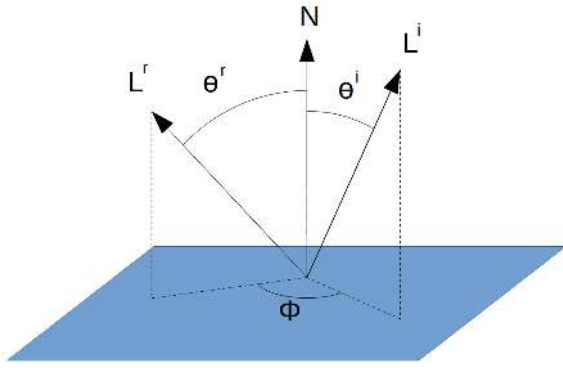


Figure 1 : Repère global de la réflexion sur une surface avec les vecteurs unitaires  $N, L^i, L^r$  définis par les angles  $\theta^i, \theta^r$  et  $\phi$

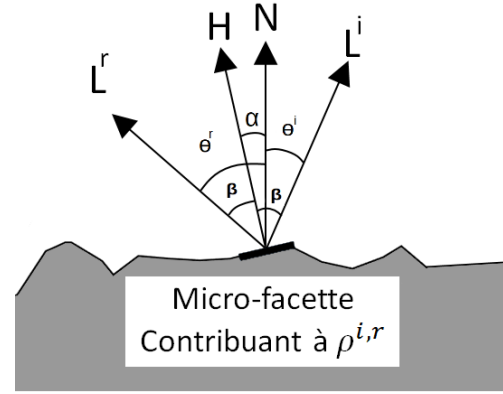


Figure 2 : Repère local de la réflexion à l'échelle d'une micro-facette de normale  $H$  avec  $L^i, L^r$  et  $H$  dans le plan de la figure

Dans cette première version du modèle, cette fonction  $G$  sera négligée car ses effets n'interviennent que pour les angles d'incidences et de réflexions très élevés.

### 3.2. Écriture de la fonction de diffusion en fonction d'une réflectivité mesurée

Pour pouvoir arriver à la définition de la fonction de diffusion grâce à l'équation (6),  $\rho_\lambda^{i,r}$  et  $\rho_\lambda^{r,x}$  seront écrits en fonction des angles  $(\theta^i, \theta^r, \phi, \alpha, \beta)$  fixes et des angles  $(\theta^{r,x}, \phi^{r,x}, \alpha^{r,x}, \beta^{r,x})$  variables dans le demi-hémisphère ( $\Omega = 2\pi$ ) porté par la normale de la surface.

Pour expliciter la FDRB, des modifications ont été apportées aux fonctions  $D$  et  $F$  du modèle original de l'équation (3). Ainsi, c'est la fonction de distribution de Beckmann [7], reprise dans le modèle de FDRB de [6], qui a été retenue. Ce modèle considère une répartition Gaussienne de la tangente des angles des facettes par rapport à la normale globale soit donc la pente des facettes. Aussi, comme cette distribution est centrée (moyenne de pente nul), un seul paramètre : l'écart-type des pentes, noté  $m$ , suffit pour caractériser la distribution :

$$D(\alpha^{r,x}, m) = \frac{\exp(-\frac{\tan^2 \alpha^{r,x}}{2m^2})}{2\pi m^2 \cos^4 \alpha^{r,x}} \quad (4)$$

Où  $\alpha^{r,x}$  est calculé par rapport aux directions  $L^r$  et  $L^x$  et vaut  $\alpha$  à  $L^i$  et  $L^r$ .

Pour la fonction  $F(\beta, n_\lambda, k_\lambda)$  de Fresnel, il est possible de simplifier son expression pour réduire les calculs et le nombre de paramètres. En effet, pour des angles de réflexions  $\beta$  proches de zéro degré, la fonction peut être approximée par la réflectivité spéculaire normale  $f_\lambda^0$  :

$$F(\beta, n_\lambda, k_\lambda) \approx f_\lambda^0 = \frac{(n_\lambda - 1)^2 + k_\lambda^2}{(n_\lambda + 1)^2 + k_\lambda^2} \quad (5)$$

Cette simplification est retenue car les angles du détecteur et de la source sont en pratique faibles. Les deux réflectivités utilisées dans l'équation (2) s'écrivent ainsi :

$$\rho_\lambda^{i,r} = \frac{f_\lambda^0 D(\alpha, m)}{4 \cos \theta^i \cos \theta^r} \quad \text{et} \quad \rho_\lambda^{r,x} = \frac{F(\beta^{r,x}, n_\lambda, k_\lambda) D(\alpha^{r,x}, m)}{4 \cos \theta^r \cos \theta^x} \quad (6)$$

Par application de l'équation (6) dans (2), la fonction de diffusion devient alors :

$$\eta_\lambda^{r,i}(m, n_\lambda, k_\lambda) = \frac{\cos \theta^i}{f_\lambda^0 D(\alpha, m)} \int_{2\pi} F(\beta^{r,x}, n_\lambda, k_\lambda) D(\alpha^{r,x}, m) d\Omega^x \quad (7)$$

Sous cette forme, la fonction de diffusion dépend donc de la longueur d'onde selon la fonction  $F(\beta^{r,x}, n_\lambda, k_\lambda)$  qui est évaluée aux angles  $\beta^{r,x}$ . La fonction est ensuite approximée par la réflectivité spéculaire  $f_\lambda^0$ . En effet, en choisissant une configuration particulière avec les angles tels que le capteur ( $L^r$ ) soit placé dans l'axe  $N$  ( $\theta^r = 0^\circ$ ) et la source ( $L^i$ ) placée avec un angle proche de la normale ( $\theta^i = 13^\circ$ ), l'angle  $\phi$  est éliminé par symétrie, d'où les relations :

$$\alpha = \beta = \theta^i/2 \quad \text{et} \quad 0^\circ \leq \alpha^{r,x} = \beta^{r,x} = \theta^x/2 \leq 45^\circ$$

Avec cette configuration, seule les facettes orientées à moins de  $45^\circ$  contribuent donc à l'énergie réfléchie. La place de variation de  $\beta^{r,x}$  est donc restreinte d'où le remplacement de  $F(\beta^{r,x}, n_\lambda, k_\lambda)$  par  $f_\lambda^0$  simplifie la fonction de diffusion en :

$$\eta^{r,i}(m) = \frac{\cos \theta^i}{D(\alpha, m)} \int_{2\pi} D(\alpha^{r,x}, m) d\Omega^x \quad (8)$$

Finalement, pour un matériau d'indices optiques connus, un  $m_{lim}$  limite associé au matériau et à la configuration peut être défini pour garantir la validité de l'approximation de la fonction de Fresnel. Ainsi, pour le platine, avec des indices optiques pris dans la littérature [8] (à  $\lambda = 2\mu\text{m}$ ,  $n_\lambda = 5,3$  et  $k_\lambda = 6,67$ ), les applications numériques donnent les résultats suivants :

- $f_\lambda^0 \approx F(13^\circ, n_\lambda, k_\lambda) = 0.7461$  et  $F(45^\circ, n_\lambda, k_\lambda) = 0.7373$  soit un écart relatif de 1.18%.
- $m_{lim} = 0.3$  pour un écart relatif de 0.1% entre  $\eta^{r,i}(m)$  et  $\eta_\lambda^{r,i}(m, n_\lambda, k_\lambda)$

L'approximation angulaire de la fonction de Fresnel est donc valide dans ces conditions. En remarque, la valeur de pente critique trouvée caractérise une surface très diffuse par rapport aux surfaces rencontrées en pratique.

La dépendance angulaire de la fonction de Fresnel sera donc abandonnée pour la suite. Ainsi la fonction de diffusion ne dépendra plus que de  $(\theta^i, \theta^r, \phi)$  et du paramètre  $m$ . Une comparaison du modèle de FDRB avec des mesures sur le platine et une étude de la fonction de diffusion sont proposées dans les sections suivantes.

## 4. Application du modèle de FDRB et de la fonction de diffusion au platine

### 4.1. Caractérisation de la rugosité de l'échantillon de platine

Pour illustrer le comportement de la FDRB sur une surface réelle, un métal de référence avec un état de surface bien défini a été nécessaire. Le choix s'est porté sur le platine pur du fait de sa grande inertie chimique et de ses propriétés optiques bien documentées dans la littérature. Un échantillon de platine (pur à 99,95%), de 30 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur sablé afin d'obtenir un comportement non spéculaire et isotrope. Des mesures au rugosimètre confocal à lumière blanche étendue ont ensuite été réalisées afin d'évaluer la rugosité de l'échantillon.

La figure 3 présente un profil des altitudes de l'échantillon avec l'expression de la pente. À partir de ces altitudes et des pentes obtenues par le taux d'accroissement en chaque point du profil, un écart-type ( $m$ ) associé à l'échantillon est calculé. La répartition de ces pentes, l'expression de  $m$  et sa valeur sont détaillées sur la figure 4. Le centrage de la distribution et son allure gaussienne attestent bien de la pertinence du modèle de Beckmann pour cet échantillon.

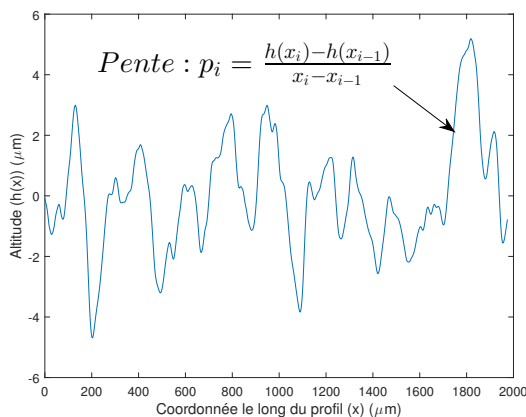


Figure 3 : Profil de rugosité de l'échantillon de platine sablé

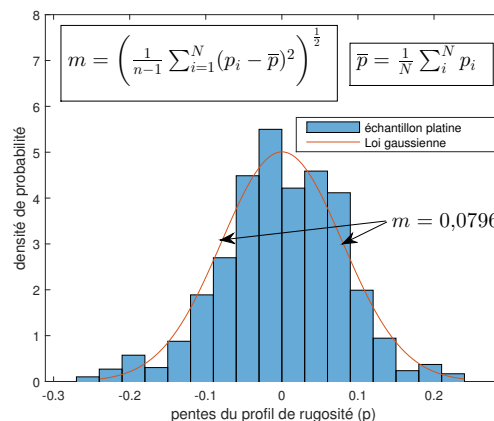


Figure 4 : Densité de probabilité de la pente du profil et modèle gaussien

## 4.2. Comparaison du modèle et d'une mesure de FDRB dans le plan d'incidence

Afin de comparer le modèle avec une donnée expérimentale, la FDRB de l'échantillon de platine a été mesurée avec un spectromètre à transformée de Fourier (marque Bruker modèle Vertex 70) doté d'un module goniomètre permettant des mesures bidirectionnelles. Le signal a été acquis par un détecteur DLaTGS sensible de  $2 \mu m$  à  $20 \mu m$ . L'angle de la source est imposé à  $(\theta^i)$  à  $13^\circ$  et l'angle du détecteur  $(\theta^r)$  varie de  $13^\circ$  à  $89^\circ$  (et avec  $\phi = 180^\circ$ ). La mesure est obtenue par comparaison entre un échantillon de référence (un revêtement d'or diffusant dont on connaît la FDRB) et l'échantillon inconnu. La figure (5) présente une comparaison de cette FDRB mesurée avec le modèle présenté en équation (6) avec une estimation, par méthode des moindres carrés, des paramètres de l'expression  $\rho_{\lambda}^{i,r}(f_{\lambda}^0, m)$ . Cette estimation donne :  $f_{\lambda}^0 = 0.535$ ,  $m = 0.0896$  contre  $f_{\lambda}^0 = 0.746$  dans la bibliographie et  $m = 0.0796$  mesurée dans le paragraphe 4.1. L'écart relatif entre ces paramètres est ainsi de 12.5% pour  $m$  et 28.3% pour  $f_{\lambda}^0$ . Plusieurs facteurs expliquent alors ces différences.

Tout d'abord, l'écart sur le paramètre  $f_{\lambda}^0$  peut provenir d'une différence entre les indices optiques de l'échantillon et ceux trouvés dans littérature. Aussi, cet écart peut provenir de la mesure de réflectivité. En effet une erreur sur celle-ci sera alors directement répercutée sur le  $f_{\lambda}$  identifié.

À l'inverse, l'écart entre le paramètre  $m$  identifié et le  $m$  mesuré est faible. Cela montre donc que le paramètre  $m$ , lié à la rugosité, est pertinent pour caractériser la distribution de la FDRB. De plus, le faible écart entre la courbe expérimentale et le modèle aux angles de réflexions inférieurs à  $35^\circ$  montre que le modèle reproduit bien à la FDRB expérimentale aux faibles angles ce qui était l'objectif.

En revanche, l'écart entre les deux courbes aux angles supérieurs  $35^\circ$  est plus grand. Cela s'explique par les approximations du modèle (cf section 3) qui interviennent aux angles élevés avec notamment l'absence des multi-réflexions dans le modèle.

Finalement, cette comparaison montre que l'approche de modélisation est pertinente, pour cet échantillon, en particulier aux angles proches de la direction spéculaire, ce qui était l'objectif pour construire la fonction de diffusion associée à ce modèle de FDRB.

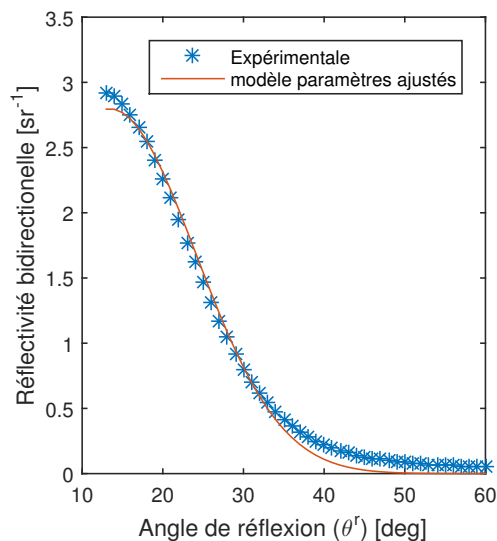


Figure 5 : FDBR du platine dans le plan d'incidence à  $\lambda = 2 \mu m$  et le modèle de FDRB ajusté

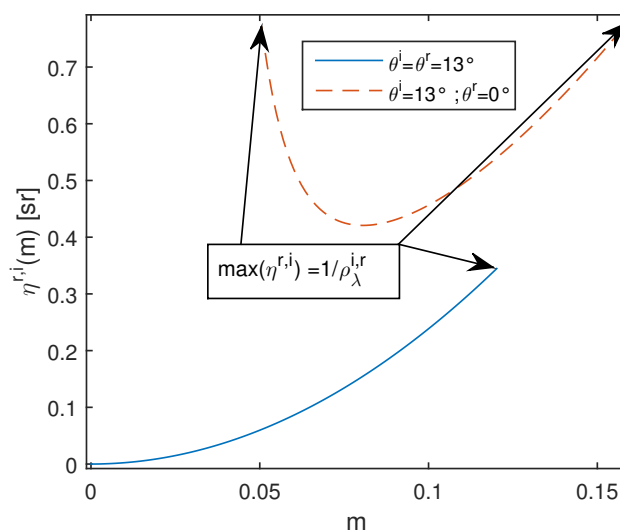


Figure 6 : Fonction de diffusion en fonction de l'écart-type des pentes ( $m$ )

### 4.3. Analyse de la fonction de diffusion

L'objectif est maintenant d'analyser l'allure donnée par le modèle de fonction de diffusion de l'équation (8) en fonction du paramètre de rugosité  $m$  qui est la seule inconnue. Deux configurations angulaires sont définies avec une première symétrique notée :  $\eta^{13,13}$  avec  $(\theta^i, \theta^r, \phi) = (13^\circ, 13^\circ, 180^\circ)$  et une seconde asymétrique notée  $\eta^{13,0}$  avec  $(\theta^i, \theta^r, \phi) = (13^\circ, 0^\circ, 180^\circ)$ . Ensuite, pour connaître les limites de la fonction de diffusion, une réflectivité bidirectionnelle d'entrée par configuration doit être définie. En effet, l'application de la loi de Kirchhoff dans l'équation (1) implique une contrainte sur  $\eta_\lambda^{r,i}$  pour que la réflectivité directionnelle hémisphérique résultante soit comprise entre 0 et 1. La réflectivité bidirectionnelle d'entrée permet donc de borner la fonction de diffusion sans incidence sur sa forme. Les bornes sont alors définies telles que :  $\max(\eta^{i,r}) = 1/\rho_\lambda^{i,r}$  soit  $\rho_\lambda^{r,\cap} = 1$ . Pour cette étude les réflectivités bidirectionnelles d'entrées seront définies à partir de la FDRB identifiée précédemment sur le platine soit :  $\rho_\lambda^{13,13} = 2.9 \text{ sr}^{-1}$  et  $\rho_\lambda^{13,0} = 1.28 \text{ sr}^{-1}$ .

Les fonctions de diffusion sont présentées sur la figure (6) en fonction de  $m$ . Le premier constat est alors que la configuration symétrique entraîne une croissance monotone de la fonction de diffusion. Dans ce cas, plus  $m$  est grand (plus la surface est "rugueuse") et plus la valeur de la fonction de diffusion est grande. Il est donc possible dans cette configuration de caractériser la rugosité de la surface par le paramètre  $m$  de la fonction de diffusion. Dans la seconde configuration asymétrique, la fonction de diffusion possède une forme parabolique avec deux maximums. Le lien entre la diffusion et la rugosité est alors beaucoup moins évident que précédemment puisque à une valeur de fonction de diffusion peut correspondre à deux  $m$ . En revanche dans cette configuration, la fonction de diffusion et donc la réflectivité directionnelle hémisphérique, possèdent un minimum non nul. Cette caractéristique peut alors apporter une information intéressante dans la recherche de la solution du système thermorélectométrique.

Finalement, cette analyse montre que le choix de la configuration géométrique sera déterminant dans l'exploitation de la fonction de diffusion. Ainsi, selon la configuration, une information sur la rugosité ou sur la réflectivité minimale pourra alors être déduite de la fonction diffusion.

## 5. Conclusion

Dans le cadre du développement de la thermoréfectométrie, le choix de la fonction de diffusion en fonction du matériau étudié est essentiel à la précision et la validité de la méthode. Dans cet article, une fonction de diffusion dépendante d'un paramètre de rugosité et d'une réflectivité bidirectionnelle de référence a été construite à partir d'un modèle physique de FDRB. Le modèle, basé sur la théorie des micro-facettes, décrit des surfaces métalliques rugueuses et compatibles avec les critères de l'approximation de l'optique géométrique.

Il a été montré sur un échantillon de platine que le modèle permet une bonne approche de la forme de la FDRB. La formulation du modèle permet de remonter à un paramètre de rugosité dans le cas d'une configuration angulaire symétrique. Dans le cas d'une configuration asymétrique, le modèle permet de restreindre l'intervalle de recherche de la solution du système thermoréfectométrique.

Ces constatations devront être par la suite confirmées en situation de mesure et sur d'autres échantillons. Enfin des évolutions du modèle sont à envisager afin d'aborder les matériaux présentant une dépendance spectrale de la fonction de diffusion. Les recherches devront alors se porter sur des effets d'optique ondulatoire pour des matériaux très spéculaires et de diffusion volumique pour des matériaux diélectriques comme les polymères ou les céramiques.

## Références

- [1] T. Duvaut, Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry : Application to metals , *Infrared Physics & Technology*, 51 (2008) 292-299
- [2] T. Sentenac, R. Gilblas, D. Hernandez and Y. Le Maoult, Bi-color near infrared thermoreflectometry : A method for true temperature field measurement, *Review of Scientific Instruments*, 83(12), 2012
- [3] R. Gilblas, T. Sentenac, D. Hernandez and Y. Le Maoult, Quantitative temperature field measurements on a non-gray multi-materials scene by thermoreflectometry, *Infrared Physics & Technology*, 66, 2014, p. 70-77.
- [4] K. Tang, R. A. Dimenna and R. O. Buckius, Regions of validity of the geometric optics approximation for angular scattering from very rough surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40 (1996) 49-59
- [5] K. E. Torrance et Sparrow E. M, Theory for Off-Specular Reflection From Roughened Surfaces, *JOSA* 57, 9 (1967) : 1105-1114
- [6] R.L. Cook, K.E. Torrance, A reflectance model for computer graphics, *ACM SIGGRAPH Computer Graphics* 15,(1981) 307-316.
- [7] P. Beckmann, A. Spizzichino, *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*, Pergamon Press (1963).
- [8] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices, *Appl. Opt.* 37, 5271-5283 (1998)

# Simulation numérique de panaches thermiques en cavité en présence d'un couplage convection-rayonnement

Ying WANG<sup>1\*</sup>, Anne SERGENT<sup>2, 3</sup>, Didier SAURY<sup>4</sup>, Denis LEMONNIER<sup>4</sup>, Patrice JOUBERT<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement, Université de La Rochelle, Avenue Michel Crépeau – 17042 La Rochelle

<sup>2</sup>LIMSI, CNRS, Université Paris-Saclay, Bât 508, Campus Universitaire F-91405 Orsay

<sup>3</sup>Sorbonne Université, Faculté des Sciences et Ingénierie, UFR d'Ingénierie, F-75005 Paris, France

<sup>4</sup>Institut Pprime, CNRS - ENSMA - Université de Poitiers,

1 avenue Clément Ader, BP. 40109 – 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex

\*(auteur correspondant : ying.wang1@univ-lr.fr)

**Résumé** - L'objectif de ce travail est d'étudier de quelle manière un milieu participant d'un point de vue radiatif affecte les propriétés de panaches 3D en cavité. Une étude est menée tout d'abord en 2D en situation de convection pure afin de valider le code et de comparer la valeur du nombre de Rayleigh critique pour la transition vers l'instationnarité avec la littérature. Ensuite, les simulations 3D sont menées pour des nombres de Rayleigh encadrant la transition. Enfin, des résultats obtenus en couplant convection et rayonnement de gaz gris sont présentés. Le rayonnement volumique entraîne à la fois une diminution de la circulation globale et du transfert de chaleur sur les parois.

## Nomenclature

$E$	énergie cinétique 2D adimensionnelle	<i>Lettres grecques</i>	
$f$	fréquence adimensionnelle	$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$H$	hauteur du domaine, m	$\beta$	coefficient de dilatation thermique, $K^{-1}$
$L^+$	luminance adimensionnelle	$\Delta$	différence ou pas d'espace
$p_m$	pression motrice sans dimension	$\varepsilon$	émissivité
$q'_S$	flux par unité de longueur, $W.m^{-1}$	$\theta$	température réduite
$q_{paroi}^{net}$	flux radiatif net de paroi adimensionnel	$\kappa$	coefficient d'absorption, $m^{-1}$
$t$	temps adimensionnel	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$T$	température, K	$\nu$	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$u_i$	composantes de vitesse sans dimension, $u_i = (u, v, w)$	$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$
$x_i$	coordonnées spatiales sans dimension, $x_i = (x, y, z)$	$\tau$	épaisseur optique
		$\Phi_S'''$	source de chaleur volumique sans dimension
		$\Phi_R'''$	source radiative sans dimension
<i>Nombres adimensionnels</i>		<i>Indices et exposants</i>	
Nu	nombre de Nusselt	$b$	corps noir
Pl	nombre de Planck	$c$	critique
$P_r$	nombre de Prandtl	$s$	source de chaleur
Ra	nombre de Rayleigh	0	ambient



## 1. Introduction

Le phénomène de panache thermique que nous considérons dans cette étude se retrouve dans de nombreux phénomènes naturels ou industriels tels que les incendies dans les bâtiments ou le refroidissement de plaques électroniques, ou encore le refroidissement de conduites horizontales... Des solutions autosimilaires pour un panache laminaire ont été données par Gebhart et al. [1] et l'analyse de stabilité linéaire d'un panache libre a été réalisée numériquement et observée expérimentalement par Pera et Gebhart [2]. Par la suite, Bill et Gebhart [3] ont étudié expérimentalement la transition vers la turbulence de panaches plans. Plus tard, Desrayaud et Lauriat [4] ont fourni des résultats numériques pour les panaches plans 2D générés par une source ponctuelle et proposé un encadrement de la valeur du Rayleigh critique  $Ra_c$  pour le passage à l'instationnarité. Bastiaans et al. [5] ont précisé cette valeur de  $Ra_c$  en 2D et ont étendu leurs études en 3D pour un panache turbulent généré par une source linéique. Plus récemment, Hernández [6] a étudié numériquement l'état stationnaire, périodique et le comportement turbulent de panaches plans dans une enceinte, avec des effets 3D. Turner [7] a proposé un modèle de similarité basé sur la constante d'entraînement. D'autre part, Harish et Venkatasubbaiah [8] ont appliqué des approches numériques sur un panache plan turbulent dans une enceinte ventilée. La structure de l'écoulement d'un panache thermique turbulent a été étudiée expérimentalement par Taoufik et al. [9].

Les panaches thermiques en milieu confiné sont des écoulements complexes, en raison de leur sensibilité aux conditions aux limites et à la stratification thermique. Ils deviennent rapidement instationnaires [6]. En outre, lorsque le fluide est un gaz participant au sens radiatif, le rayonnement interagit avec le champ de température et modifie la dynamique de l'écoulement. A notre connaissance, cette problématique n'a pas été abordée dans la littérature. Nous présentons une étude numérique de panaches générés par une source de chaleur linéaire dans une cavité confinée en considérant l'influence du rayonnement gazeux.

## 2. Problème physique et formulations mathématiques

### 2.1. Description du problème

Nous considérons un panache induit par une source de chaleur linéaire immergée dans une cavité cubique remplie d'un gaz. La source est un volume fluide dans lequel est généré un flux de chaleur linéique  $q'_s$ . Des conditions de non-glissement sont imposées aux parois de la cavité. Les parois supérieure et inférieure sont maintenues à une même température  $T_0$ , tandis que les parois verticales sont adiabatiques. L'émissivité des deux parois horizontales est fixée à  $\varepsilon = 1$ . Les parois verticales sont purement réfléchissantes ( $\varepsilon = 0$ ). A l'état initial, toute la cavité est à  $T_0$ .

En convection pure, le problème physique est principalement défini par les deux paramètres adimensionnels classiques : le nombre de Prandtl  $Pr = \nu/\alpha$  et le nombre de Rayleigh  $Ra = g\beta q'_s H^3 / (\lambda\nu\alpha)$ . Lorsque le rayonnement est pris en compte, des paramètres supplémentaires apparaissent : nombre de Planck  $Pl = q'_s / (\sigma T_0^4 H)$  ( $\sigma$  étant la constante de Stefan- Boltzmann), et l'épaisseur optique globale  $\tau = \kappa H$ . Toutes les simulations présentées par la suite sont effectuées avec  $Pr = 0,71$ .

### 2.2. Mise en équations

Des simulations numériques directes sont réalisées en deux et trois dimensions pour résoudre les équations incompressibles de Navier-Stokes avec l'approximation de Boussinesq.

Les équations sont rendues adimensionnelles en utilisant la hauteur du domaine ( $H$ ) et la vitesse de diffusion ( $\alpha/H$ ) comme quantités de référence. Les équations adimensionnelles sont les suivantes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{-\partial p_m}{\partial x_i} + \text{Pr} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \text{RaPr} \theta \delta_{iz} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial(\theta u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} + \varphi_R''' + \frac{1}{\text{Pl}} \varphi_S''' \quad (3)$$

où  $\theta$  la température réduite  $\theta = (T - T_0) / \Delta T$ , avec  $\Delta T = q'_s / \lambda$ . Les termes  $\varphi_R'''$  et  $\varphi_S'''$  représentent la source radiative et la source de chaleur volumique adimensionnées respectivement par  $\sigma T_0^4 / H$  et par  $q'_s / H^2$ .

Pour un gaz participant gris, la source radiative  $\varphi_R'''$  et le flux radiatif net de paroi  $q_{paroi}^{net}$  sont définis comme suit :

$$\varphi_R'''(x_i) = \tau \left[ \int_{4\pi} L^+(x_i, \vec{s}) d\Omega - 4\pi L_b^+(x_i) \right] \quad (4)$$

$$q_{paroi}^{net}(x_i) = \varepsilon \left[ \pi L_b^+(x_i) - \int_{\vec{s}' \cdot \vec{n} < 0} L^+(x_i, \vec{s}') |\vec{s}' \cdot \vec{n}| d\Omega' \right] \quad (5)$$

où  $L^+(x_i, \vec{s})$  est la luminance au point  $x_i$  dans la direction  $\vec{s}$ , et rendue sans dimension par  $\sigma T_0^4$ .  $L_b^+(x_i)$  réfère au corps noir, et  $\vec{n}$  la direction normale dirigée vers l'intérieur de la cavité.

### 2.3. Approche numérique

Nous utilisons dans cette étude le code de calcul SUNFLUIDH, couplé à un module de résolution de l'équation du transfert radiatif issu du code ROCOCO [10,11], résultat de travaux communs précédents. Les équations incompressibles de Navier-Stokes sont résolues par une méthode de volumes finis. La discrétisation spatiale est effectuée avec un schéma centré sur un maillage décalé. L'intégration temporelle utilise un schéma semi-implicite du second ordre qui combine un schéma Euler retardé avec un traitement implicite pour les termes de diffusion et un schéma explicite pour les termes non linéaires. L'équation de Poisson pour la pression est résolue par diagonalisation partielle.

L'équation de transfert radiatif (ETR) pour un milieu non diffusant est résolue au moyen de la méthode des ordonnées discrètes (DOM) associée à la quadrature S8. L'intensité radiative est calculée pour chaque direction discrète en résolvant l'équation (6) par une méthode de volumes finis et un schéma d'interpolation à coefficients variables (schéma de Lathrop).

$$\vec{s}_m \cdot \nabla L_m^+(x_i, \vec{s}_m) = \tau [L_b^+(x_i) - L_m^+(x_i, \vec{s}_m)] \quad (6)$$

Nous considérons une source de chaleur placée le long de la ligne  $(x_s, y, z_s) = (0,5; y; 0,25)$ . En chaque nœud de la ligne source, le terme source  $\varphi_S'''$  est égal à  $1 / \Delta x \Delta z$ ,  $\Delta x \Delta z$  étant la surface du volume de contrôle correspondant.

### 2.4. Validation du code

Nous considérons un cas 2D, étudié par Desrayaud et Lauriat [4] et Bastiaans et al. [5], pour lequel une bifurcation de Hopf supercritique a été observée pour  $\text{Ra}_c$  entre  $3,0 \times 10^7$  et

$3,1 \times 10^7$  et associé à la fréquence dominante adimensionnelle,  $f = 294,2$  [4]. Par la suite, Bastiaans et al. [5] ont affiné les calculs et obtenu  $Ra_c = 2,8 \times 10^7$ . Le tableau 1 présente les résultats de nos simulations pour  $Ra_c$  et  $f$  pour différentes résolutions spatiales, qui confirment une valeur critique proche de  $2,8 \times 10^7$ , avec une fréquence proche de celle reportée dans [4]. Une résolution acceptable est obtenue pour le maillage uniforme  $129^2$ .

Maillage	$65^2$	$129^2$	$261^2$
$Ra_c$	$2,782 \times 10^7$	$2,801 \times 10^7$	$2,824 \times 10^7$
$f(Ra_c)$	278,8	287,1	298,3

Tableau 1 : Nombre de Rayleigh critique et fréquence adimensionnelle pour différentes résolutions.

### 3. Panache 3D en convection pure

#### 3.1. Comparaison de l'écoulement stationnaire 3D et 2D

Les figures 2 et 3 présentent une comparaison qualitative des isothermes et des lignes de courant en régime stationnaire entre les cas 2D et 3D à  $Ra = 10^6$ . En 3D, le calcul est effectué sur un maillage uniforme  $129^3$ . On observe que le panache est uniforme dans une large partie centrale de la cavité ( $0,2 < y < 0,8$ ), et proche du cas 2D pour les aspects thermiques et cinétiques.

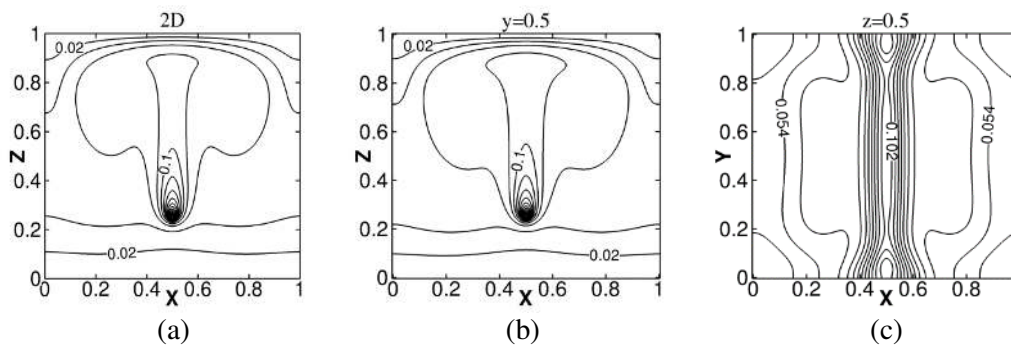


Figure 2 : Distributions de température à  $Ra = 10^6$  (a) pour le cas 2D, (b) 3D - plan médian vertical ( $y = 0,5$ ), (c) plan médian horizontal ( $z = 0,5$ ), niveaux de température.

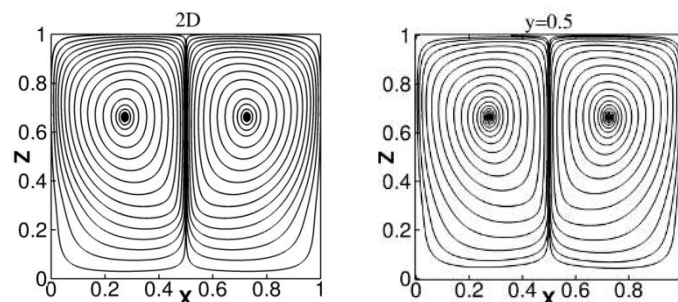


Figure 3 : Lignes de courant :  $Ra = 10^6$  cas 2D (gauche) et 3D plan médian vertical  $y = 0,5$  (droite).

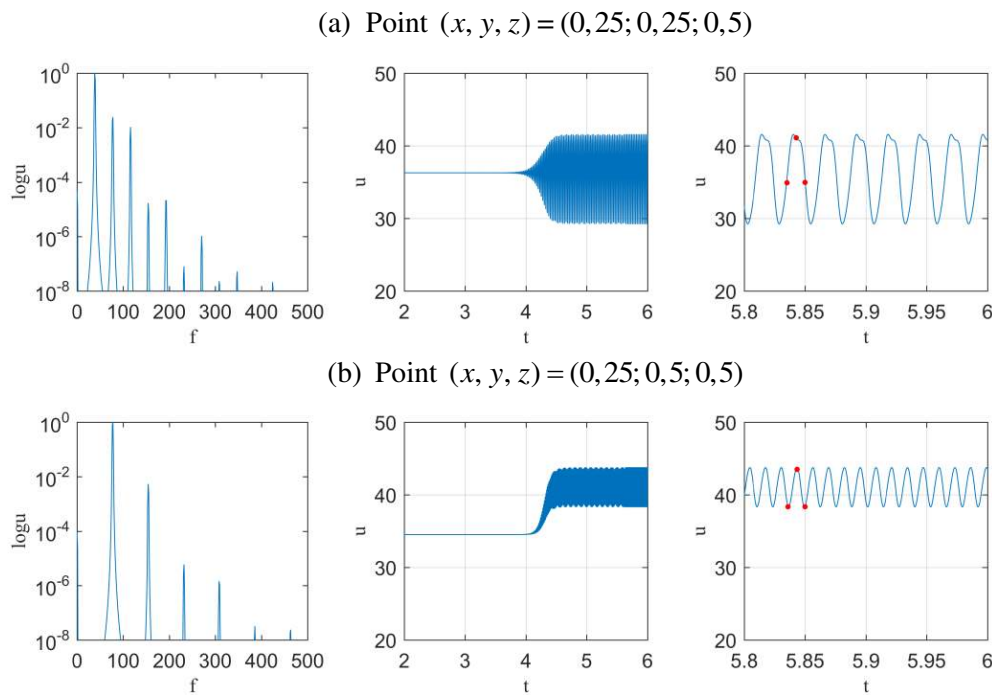
Le tableau 2 présente la température maximale et l'énergie cinétique 2D maximale  $[(u^2 + w^2)/2]_{max}$  dans les plans  $xz$ . On observe des valeurs très proches en 3D et en 2D, avec une valeur de  $E_{max}$  légèrement plus faible en 3D du fait des effets de bord près des parois avant et arrière.

	2D	3D		
		$y = 0,25$	$y = 0,5$	$y = 0,75$
$\theta_{max}$	0,5385	0,5388	0,5398	0,5388
$E_{max}$	$1,334 \times 10^4$	$1,087 \times 10^4$	$1,173 \times 10^4$	$1,087 \times 10^4$

Tableau 2 : Comparaison des valeurs caractéristiques entre le cas 2D et le cas 3D.

### 3.2. Écoulement 3D périodique

La transition à l'instationnarité est plus précoce en 3D qu'en 2D, car un écoulement périodique est présent à  $Ra = 1,2 \times 10^6$ . Le spectre de puissance et l'évolution temporelle aux points  $(x, y, z) = (0,25; 0,25; 0,5)$  et  $(0,25; 0,5; 0,5)$  sont reportés dans la figure 4.


 Figure 4 : Écoulement périodique à  $Ra = 1,2 \times 10^6$  en 3D. Spectre de puissance et évolution temporelle de la vitesse horizontale  $u$  aux points  $(x, y, z) = (0,25; 0,25; 0,5)$  et  $(0,25; 0,5; 0,5)$ .

On observe dans le plan  $y = 0,25$  une deuxième fréquence fondamentale, qui correspond à une oscillation d'ensemble du panache autour de la ligne verticale centrale, visible sur les champs de température instantanée (figure 5) aux temps indiqués sur la figure 4. Alors que l'écoulement dans le plan vertical médian respecte une propriété de symétrie de réflexion par rapport à  $x = 0,5$ , le panache oscille en opposition de phase de part et d'autre de cette ligne dans les plans proches des parois. Cela montre l'apparition d'une onde plane stationnaire de longueur d'onde égale à la profondeur de la cavité, et oscillant à une fréquence plus faible que celle de l'oscillation principale du panache.

## 4. Panache 3D avec couplage convection-rayonnement

Des simulations de couplage convection-rayonnement sont réalisées en considérant un gaz gris pour différentes épaisseurs optiques,  $\tau = 1, 5, 10$ . Les simulations sont effectuées en régime stationnaire, à  $Ra = 10^6$  et  $Pl = 0,0137$ . Les champs de température et d'énergie

cinétique 2D dans le plan vertical médian sont présentés sur la figure 7 et comparés au cas du milieu transparent ( $\tau = 0$ ). On observe que l'augmentation de l'épaisseur optique entraîne une diminution de l'intensité et de l'extension du panache. Cette évolution est reportée en termes de températures et vitesses maximales dans le tableau 3, qui présente également les valeurs des nombres de Nusselt radiatifs et convectifs sur les parois isothermes ( $z = 0$  et  $z = 1$ ) pour les différents cas. On note que la température maximale diminue légèrement avec l'augmentation de l'épaisseur optique, tandis que la vitesse est fortement réduite, en particulier dans la direction ( $x$ ) d'expansion du jet. En effet, les forces de flottabilité sont fortement réduites avec l'augmentation de  $\tau$ , car le champ de température, non seulement devient plus uniforme (figure 7), mais surtout à une température de plus en plus faible et proche de  $T_0$  (figure 8).

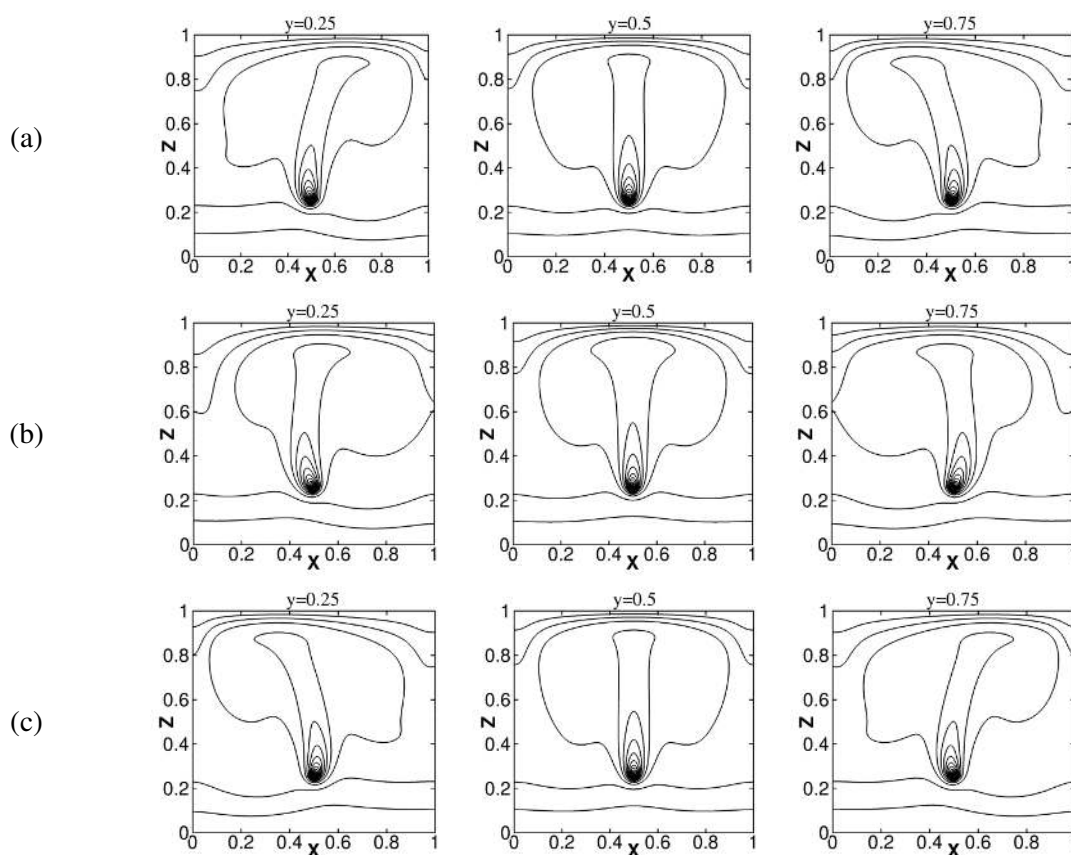


Figure 5 : Distribution de température pour différentes profondeurs à  $Ra=1,2 \times 10^6$  et  $t=(a)5,836$  (b)5,842 (c)5,849. Niveaux de température (0,02;0,02;0,4).

En conséquence, les échanges convectifs diminuent sur les deux parois avec l'augmentation de l'épaisseur optique. Cette diminution se fait au profit des échanges radiatifs, puisque le bilan global reste identique, avec une stagnation puis une légère diminution du flux radiatif pour la paroi haute et une augmentation beaucoup plus importante pour la paroi basse, moins influencée par le champ de température contenu dans le panache résiduel que la paroi supérieure. L'affaiblissement du panache s'explique par le fait que le rayonnement devient le mode de transfert dominant en raison de la faible valeur de  $Pl$  (éq. 3), tendant à transmettre directement la chaleur de la source vers les parois. On notera qu'à  $\tau = 5$  et  $\tau = 10$ , environ 95% de la chaleur injectée par la source (égale à 1 en raison de l'adimensionnement du problème) est maintenant transférée aux parois par rayonnement (voir  $Nu_R$  dans Tableau 3), tandis que seulement 5% de l'énergie est transmise par convection ( $Nu_C$ ).

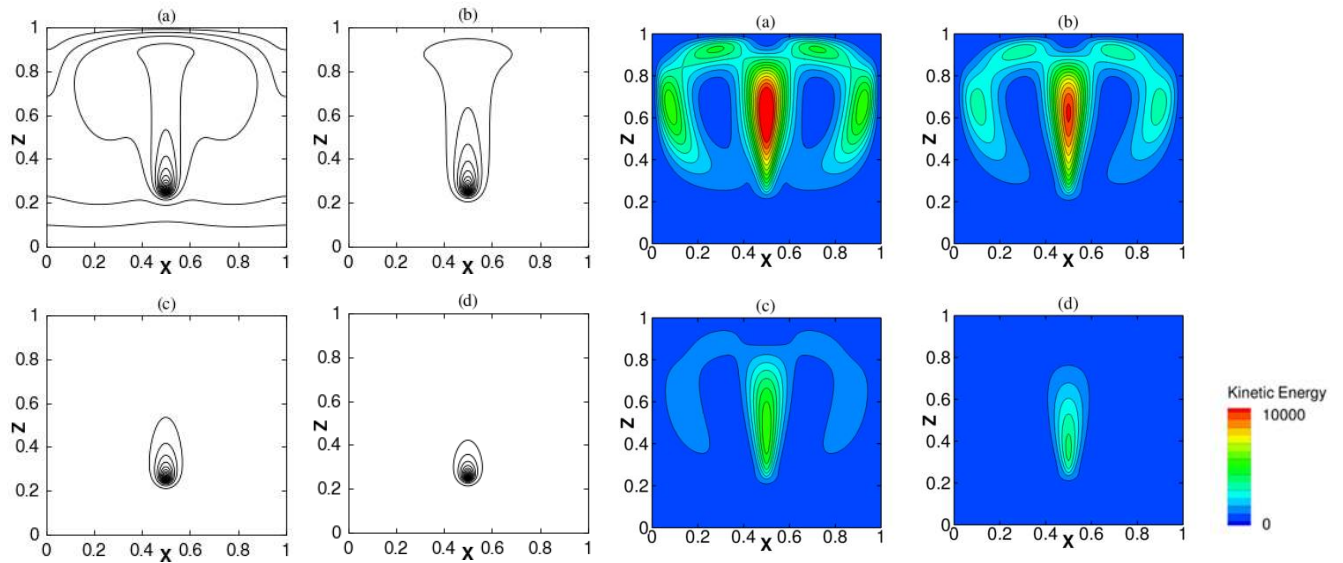


Figure 7 : Champs de température (gauche) et d'énergie cinétique (droite) à  $Ra = 10^6$  pour (a)  $\tau = 0$ , (b)  $\tau = 1$ , (c)  $\tau = 5$ , (d)  $\tau = 10$ .

	$\tau = 0$	$\tau = 1$	$\tau = 5$	$\tau = 10$
Etat du gaz	transparent	semi-transparent	optiquement épais	optiquement épais
$\theta_{max}$	0,6053	0,5613	0,5314	0,5040
$T_{max}$ (K)	311,63	310,79	310,21	309,69
$u_{max}$	94,52	82,14	44,88	25,28
$v_{max}$	26,90	25,48	15,75	9,52
$w_{max}$	154,84	150,80	111,35	89,52
$Nu_C(z = 0)$	0,1916	0,0167	0,0237	0,0343
$Nu_C(z = 1)$	0,8071	0,2000	0,0250	0,0226
$Nu_R(z = 0)$	-	0,3583	0,5190	0,5661
$Nu_R(z = 1)$	-	0,4248	0,4322	0,3767
$Nu_C + Nu_R(z = 0)$	0,1916	0,3750	0,5427	0,6004
$Nu_C + Nu_R(z = 1)$	0,8071	0,6248	0,4572	0,3993

Tableau 3 : Résultats comparatifs entre les différents cas à  $Ra = 10^6$  ( $Nu_C$  et  $Nu_R$  sont respectivement les nombres de Nusselt convectif et radiatif).

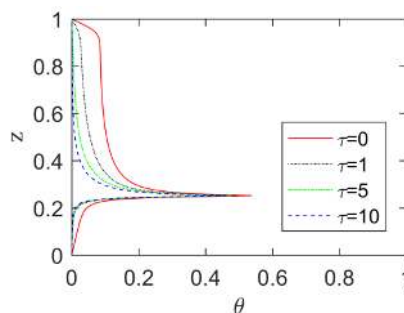


Figure 8 : Profils verticaux de température suivant  $x = 0,5$  dans le plan médian à  $Ra = 10^6$ .

## 5. Conclusion

Les panaches générés par une source de chaleur dans une cavité confinée ont été étudiés numériquement. Des simulations 2D destinées à valider le code numérique ont permis de retrouver des valeurs de la littérature pour la transition à l'instationnarité. L'extension au cas 3D fait apparaître une structure du panache similaire à celle du cas 2D dans la zone centrale de la cavité, les effets 3D n'étant présents que près des parois avant et arrière. En 3D, la transition vers l'instationnarité est par contre plus précoce qu'en 2D, et s'accompagne d'une onde plane faisant osciller l'ensemble de l'écoulement autour du plan de symétrie de l'écoulement. Une étude paramétrique en fonction de l'épaisseur optique a été réalisée pour le couplage convection-rayonnement de gaz gris et montre que le rayonnement atténue l'intensité du panache et fait tendre l'écoulement vers un régime où l'influence de la source de chaleur se réduit à son voisinage proche. La suite de ce travail sera consacrée à l'étude du comportement de gaz réels en situation d'écoulement turbulent.

## Références

- [1] B. Gebhart, L. Pera, A. W. Schorr, Steady laminar natural convection plumes above a horizontal line heat source, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 13 (1970), 161-170.
- [2] L. Pera, B. Gebhart, On the stability of laminar plumes some numerical solutions and experiments, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 14 (1971), 975-984.
- [3] R. G. Bill Jr, B. Gebhart, The transition of plane plumes, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 18 (1975), 513-526.
- [4] G. Desrayaud, G. Lauriat, Unsteady confined buoyant plumes, *J. Fluid Mech.*, 252 (1993) 617-646.
- [5] R. J. M. Bastiaans, C. C. M. Rindt, F. T. M. Nieuwstadt, A. A. van Steenhoven, Direct and large-eddy simulation of the transition of two- and three-dimensional plane plumes in a confined enclosure, *Int J. Heat Mass Transf.*, 43 (2000), 2375-2393.
- [6] R. H. Hernández, Natural convection in thermal plumes emerging from a single heat source, *Int. J. Thermal Sciences.*, 98 (2015), 81-89.
- [7] J. S. Turner, Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows, *J. Fluid Mech.*, 173 (1986), 437-471.
- [8] R. Harish, K. Venkatasubbaiah, Numerical simulation of turbulent plume spread in ceiling vented enclosure, *European J. Mechanics B/Fluids.*, 42 (2013), 142-158.
- [9] N. Taoufik, Z. Jamil, B. M. Rejeb, Experimental characterization of a free thermal plume and in interaction with its material environment, *Applied Thermal Engineering.*, 30 (2010), 1632-1643.
- [10] L. Cadet, Etude des transferts convecto-radiatifs à haut nombre de Rayleigh au sein d'ambiances habitables, doctorat de l'Université de La Rochelle, 2015.
- [11] L. Cadet, P. Joubert, A. Sergent, D. Saury, Y. Fraigneau, D. Lemonnier, logiciel RadiatiOn COncvection COupling ROCOCO, Certificat Agence pour la Protection des Programmes, IDN.FR.001.260016.000.S.P.2017.000.31235, nov. 2016

## Remerciements

Cette étude bénéficie d'un financement du China Scholarship Council (CSC). Les auteurs remercient Y. Fraigneau pour son aide dans l'utilisation du code SUNFLUIDH développé au LIMSI, et L. Cadet pour le module radiatif, développé conjointement dans les laboratoires PPRIME, LaSIE et LIMSI.

# Prédiction de la mesure de température de surface par thermographie infrarouge dans un environnement tout métallique : application à la machine de fusion WEST.

Charly TALATIZI<sup>1\*</sup>, Marie-Hélène AUMEUNIER<sup>1</sup>, Fabrice RIGOLLET<sup>2</sup>, Jonathan GERARDIN<sup>1</sup>, Christophe LE NILIOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup>CEA Cadarache/Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique, 13108 Saint-Paul-lez-Durance cedex

<sup>2</sup>Aix Marseille Univ., CNRS, IUSTI, Marseille, France

\*(auteur correspondant : charly.talatizi@cea.fr)

**Résumé** – Dans les machines de fusion, les caméras infrarouges sont utilisées pour surveiller les composants et mesurer leur température de surface. Les environnements tout-métalliques introduisent des réflexions parasites qui perturbent la mesure de température. Des simulations par méthode de Monte Carlo Lancer de Rayon (MMCLR)réalistes ont été effectuées sur le système infrarouge de WEST afin de produire des cartes thermiques prédictives de la température de surface des composants face au plasma permettant d'évaluer la contribution des réflexions dans les erreurs de température et d'aider à l'interprétation de la mesure.

## Nomenclature

$T$	température, K	<i>Symboles grecs</i>	
$i^0$	luminance du corps noir	$\epsilon'$	émissivité monochromatique directionnelle
$i'$	luminance incidente, W/m <sup>2</sup> /sr	$\lambda$	longueur d'onde, m
$\vec{e}$	direction de visée	$\rho''$	réflectivité monochromatique bidirectionnelle
$E$	luminance émise, W/m <sup>2</sup> /sr	$\theta$	angle d'incidence, rad
$R$	luminance réfléchie, W/m <sup>2</sup> /sr		

## 1. Introduction

Les performances des expériences réalisées dans les futurs réacteurs de fusion nucléaire (tokamaks), comme ITER, dépendent fortement de la capacité à contrôler et à protéger la paroi interne des flux de chaleur déposés par le plasma. La thermographie infrarouge (IR) est aussi un système de mesure clé pour fournir des images thermiques des composants face au plasma (PFCs) pendant les expériences. Cette mesure de température est cruciale pour le fonctionnement de la machine car il est nécessaire de ne pas endommager les matériaux en leur évitant d'explorer des températures hors de leur plage de fonctionnement mais il est également important d'optimiser le fonctionnement de la machine et de maintenir la réaction de fusion tant que les matériaux le permettent.

Cependant, avec l'introduction des murs tout-métalliques dans les machines de fusion, l'interprétation de la mesure IR est plus complexe à cause des phénomènes de perturbations, comme des réflexions parasites, ou des imprécisions sur l'émissivité des matériaux,



conduisant aussi à des erreurs de mesure de température, potentiellement critiques pour la sécurité de la machine.

Pour prédire correctement la mesure de température de surface d'un composant peu émissif, très réfléchissant et placé dans un environnement radiatif complexe car également très réfléchissant et pouvant contenir d'autres sources radiatives, un modèle numérique basé notamment sur un code de lancer de rayons utilisant la méthode de Monte Carlo (MC) a été développé.

Ce papier présente les résultats prédictifs de mesures de température appliquées au tokamak WEST [1] en utilisant des images infrarouges synthétisées à partir de ce modèle numérique intégré. Les différentes sources d'erreurs de mesure sont aussi identifiées et quantifiées permettant une meilleure interprétation lors des expériences plasma.

## 2. Problématique de la mesure infrarouge dans les machines de fusion

Avec l'utilisation dans les tokamaks de matériaux métalliques d'émissivité basse et potentiellement variable au cours de la vie de la machine, la mesure de température de ces cibles très réfléchissantes par thermographie infrarouge n'est pas directe. En effet, le flux collecté par la caméra est constitué de la somme du flux directement émis par la cible (1) et du flux parasite (2) provenant des autres composants entourant la cible et qui se réfléchit sur elle.

$$E = \int_{\lambda} \varepsilon'(\lambda, \vec{e}) * i^0(\lambda, T_0) d\lambda \quad (1)$$

$$R = \int_{\lambda} \left[ \int_{\Omega_i} \rho''(\lambda, \vec{i}, \vec{e}) * i'(\lambda, \vec{i}) * \cos(\theta_i) d\Omega_i \right] d\lambda \quad (2)$$

De façon classique, pour retrouver la température  $T_0$  d'une cible opaque à partir du flux partant de sa surface et collecté par une caméra infrarouge étalonnée (au corps noir, luminance  $i^0(\lambda, T)$ ), il faut avoir des informations d'une part sur son émissivité et, d'autre part sur sa réflectivité et son environnement qui contribueront au flux réfléchi (2). La complexité dans la situation présentée est à plusieurs niveaux :

- dans le terme d'émission : avoir la meilleure connaissance possible de l'émissivité de la surface  $\varepsilon'(\lambda, \vec{e})$  aux longueurs d'onde de détection, dans la direction de visée  $\vec{e}$ . Elle peut de plus possiblement dépendre de la température.
- dans le terme de réflexion : l'environnement de la cible n'étant pas, *a priori*, réductible à un corps noir à une température radiative uniforme, il est choisi dans cette démarche de profiter du caractère fixe de la géométrie de la scène pour la modéliser numériquement et accéder ainsi au flux réfléchi. La difficulté est alors reportée sur la meilleure connaissance possible des nombreux paramètres présents dans le terme  $R$ , que ce soient les propriétés de réflexion bidirectionnelles  $\rho''(\lambda, \vec{i}, \vec{e})$  ou les données (températures  $T_{env}(\vec{i})$  et propriétés radiatives) des surfaces environnantes responsables de la luminance incidente  $i'(\lambda, \vec{i})$  dans la direction  $\vec{i}$  couvrant toutes les directions possibles  $\Omega_i$ .

La modélisation radiative des flux émis et réfléchis ainsi construite constitue un modèle direct qui fournit une image théorique de la scène radiative pour un jeu donné de paramètres d'entrée : géométrie, propriétés radiatives en émission et réflexion, température des composants d'intérêt  $T_0$  et environnants  $T_{env}(\vec{i})$ . Il est envisagé à terme de mettre au point une

démarche inverse, comparant les images expérimentales et modélisées, dans laquelle il sera envisagé d'inclure dans la liste des paramètres à identifier, non seulement la température d'intérêt  $T_0$  mais également certaines températures environnantes, d'autres paramètres (propriétés radiatives) étant bien sûr fixés à des valeurs *a priori*. Avant cela, il s'agit de s'assurer que la modélisation directe est pertinente et d'utiliser les images synthétiques qu'elle fournit pour simuler les potentielles erreurs de mesures de T qui seraient faites en ignorant les réflexions, c'est l'objet de la suite de cette communication.

### 3. Modélisation par méthode de Monte Carlo Lancer de Rayon intégrée

Pour prendre en compte la contribution des surfaces à la fois émissives et réfléchissantes et prédire correctement la mesure de température de surface, un modèle numérique basé notamment sur un code de lancer de rayons Monte Carlo SPEOS CAAV5 [2] est utilisé. La propagation des rayons se fait en tenant compte de la géométrie exacte de la machine (modélisée par Conception Assistée par Ordinateur) et en tenant compte des phénomènes d'interaction photon-paroi à travers l'utilisation d'un modèle de BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function).

Cette simulation est dite intégrée car capable de modéliser tous les phénomènes physiques impliqués dans la chaîne de mesure : de la scène thermique 3D dans les tokamaks, en passant par les propriétés thermo-radiatives des matériaux (modèle d'émission et de réflectance) jusqu'aux modèles de caméra.

La méthode numérique détaillée est décrite dans [3] et a été appliquée sur les machines en cours d'expérimentation JET [4] et Tore Supra [5] montrant des résultats prometteurs en reproduisant qualitativement les images infrarouges obtenues expérimentalement. Cette simulation est aussi utilisée sur la future machine ITER [6] pour prédire les performances des systèmes de caméra infrarouge.

Ce papier présente les premiers résultats de la simulation appliquée sur WEST pour un scénario plasma donné, première étape avant de comparer quantitativement ces résultats simulés avec les mesures expérimentales et de consolider, si nécessaire, les modèles physiques intervenant dans la simulation intégrée.

## 4. Application à la machine WEST

### 4.1. Modélisation de la scène thermique

Les principales sources IR dans un tokamak proviennent des composants face au plasma exposés aux radiations plasmas et aux particules (contribution majoritaire). Le flux de chaleur déposé sur les composants face au plasma est calculé à partir du code PFCFlux [7] utilisant en entrée les données de l'équilibre magnétique du scénario plasma considéré et les paramètres plasma (longueur de décroissance, puissance totale injectée, etc.). Le champ 3D de dépôt de flux est ensuite converti en champ 3D de température de surface en tenant compte des propriétés thermiques des matériaux et du système de refroidissement. Cette conversion peut être obtenue par différents moyens : soit par un calcul détaillé utilisant des éléments finis, soit un calcul utilisant un modèle réduit obtenu par une méthode d'identification modale (MIM) [8]. Pour les premières simulations une température uniforme a été définie pour chaque composant face au plasma (avec une valeur différente pour chaque composant), à l'exception du divertor, composant clé en partie basse de la machine WEST qui est exposé aux plus forts flux de puissance et présente le maximum de température dans la machine. Sur ce divertor,

une cartographie de température a été obtenue à partir de la conversion du flux en température grâce à un calcul thermique par éléments finis. Le scénario pour lequel les simulations ont été effectuées est un scénario avec un point X proche du divertor, un courant plasma  $I_p = 800\text{kA}$ , la puissance conduite par les particules est de 5 MW, la longueur de décroissance exponentielle ( $\lambda_q$ ) est de 5 mm.

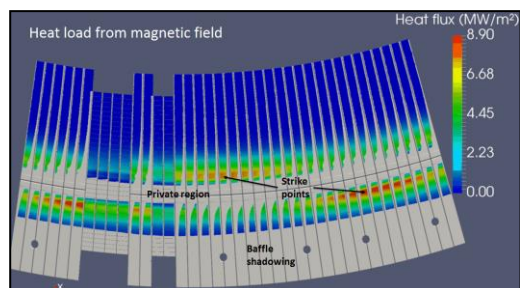


Figure 1 – Calcul du dépôt de puissance sur un secteur du divertor bas (maximum  $<10\text{MW/m}^2$ )

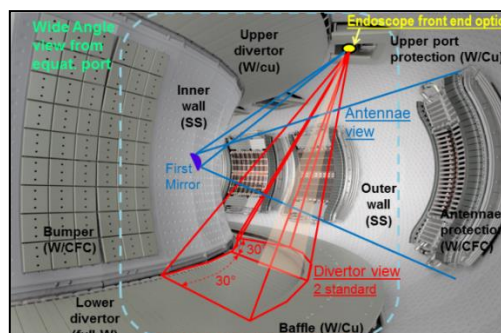


Figure 2 – Système de thermographie infrarouge installé dans WEST

## 4.2. Propriétés thermo-radiatives des matériaux

Les propriétés thermo-radiatives des matériaux sont décrites par deux modèles : un modèle d'émission (lambertien) et un modèle de réflexion [9]. Le modèle de réflexions ou BRDF est décrit comme la combinaison de deux composantes : une composante Lambertienne (réflexion isotrope dans toutes les directions) et une composante hautement spéculaire (le flux est réfléchi autour de la direction privilégiée de Snell-Descartes en suivant une forme gaussienne). Les simulations présentées dans ce papier supposent un modèle de réflexion et d'émissivité indépendant de la longueur d'onde et de la température. Les émissivités choisies sont de 0,2 pour le tungstène et 0,3 pour l'acier inox, le modèle de réflexion spéculaire est constitué d'une composante lambertienne (2%) et d'une composante gaussienne spéculaire (98%,  $\text{Fwhm}^1 = 12^\circ$ ). Cette approximation a été établie à partir de mesures expérimentales de BRDF sur des matériaux qui ne sont cependant pas les matériaux d'intérêt. Pour consolider ces résultats des études sont menées pour connaître avec précision la BRDF des matériaux utilisés dans les tokamaks

## 4.3. Modèle caméra

Le système complet de thermographie infrarouge installé dans WEST est détaillé dans [10]. Ce système comprend 3 principales visées : une visée tangentielle grand angle (TG grand angle), une visée divertor standard surveillant le composant recevant le maximum de flux et une visée dite antenne observant les systèmes de chauffage. Ces systèmes fonctionnent dans les bandes spectrales  $[3\text{-}5\ \mu\text{m}]$  et  $[1\text{-}5\ \mu\text{m}]$  pour la visée TG grand angle. La taille des détecteurs infrarouges est  $640 \times 512$  pixels de  $15\ \mu\text{m}$ . La simulation Monte Carlo Lancer de Rayon de la visée TG grand angle a été effectuée sur la bande quasi-monochromatique  $[4,3\text{-}4,4\ \mu\text{m}]$  et celle des autres visées sur la bande quasi-monochromatique  $[3,9\text{-}4,1\ \mu\text{m}]$ .

L'emplacement et le champ de vue de ces différentes visées sont illustrés sur la Figure 2.

<sup>1</sup> Fwhm = Full width half-maximum in degree (largeur à mi-hauteur en degrés)

## 5. Résultats

### 5.1. Modélisation des images en luminance et conversion en température

Les données de sortie de la simulation MMCLR sont des cartes de luminance ( $\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}$ ) donnant le flux collecté par la caméra pour chaque pixel (machine avec 4 cœurs, 16 Go de RAM). Deux types de cartes de luminances sont simulées : des images sans réflexions (incluant uniquement le flux émis par chaque surface source dans la scène, 270 000 rayons et temps de calcul = 10 min pour une image  $512 \times 640$  pixels) et des images avec réflexions (incluant à la fois le flux émis par chaque surface et le flux parasite provenant des multiples réflexions de l'environnement chaud sur chaque surface, 2,7 milliards de rayons et temps de calcul = 60h pour une image  $512 \times 640$  pixels). La propagation des rayons est arrêtée après 50 interactions avec des surfaces. La comparaison de ces deux images en luminance permet de remonter au pourcentage de flux réfléchi par pixel.

L'image des températures de surface est retrouvée par inversion de la Loi de Planck en faisant l'hypothèse d'une émissivité connue ou non. On parle d'abord de *température vraie IR* lorsque cette inversion porte sur les images de luminance émise seulement. Cette image, non accessible expérimentalement, a l'intérêt de prédire sur quels pixels cette température vraie IR est déjà différente de la température réelle à cause du seul effet de sous-échantillonnage spatial ; ceci concerne les pixels correspondant à des surfaces inclinées et/ou à fort gradient de température car l'intégration des flux sur ces pixels 'trop grossiers' entraînera une déformation des profils de température déduits. Puis, en inversant les images 'complètes' (luminances émises et réfléchies), on parlera soit de *température de luminance* (ou *apparente*) en assimilant ces luminances à celle émise par le corps noir (d'émissivité égale à 1), soit de *température d'émetteur gris* en assimilant ces luminances à celle uniquement émise par un corps d'émissivité non égale à 1, connue et indépendante de la longueur d'onde.

La comparaison des cartes 2D en température vraie IR (sans prise en compte des réflexions) et en température de luminance ou d'émetteur gris permet d'évaluer l'erreur sur les températures de surface selon leur mode de calcul.

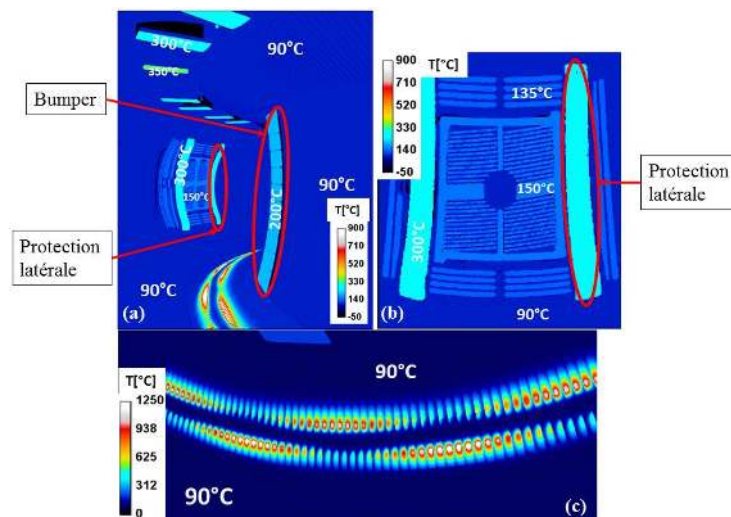


Figure 3 – Cartes de température vraie IR pour les 3 visées considérées dans WEST (a) visée TG grand angle (b) visée antenne (c) visée divertor standard

La Figure 3 montre les cartes de température vraie IR pour les trois principales visées. Les zones les plus chaudes (température supérieure à  $400^\circ\text{C}$ ) sont localisées au niveau du divertor

bas (Figure 3 (c)) recevant le maximum de flux de chaleur depuis le plasma. D'autres composants, proches du plasma, tels que les bumpers ou protections latérales des antennes, reçoivent également des flux non négligeables conduisant à des températures respectives de 200°C et 300 °C. Les échelles de couleur ont été limitées dans un souci de lisibilité. Sur le divertor bas, la température réelle maximale calculée avec les éléments finis est de 1272 °C, alors que la température vraie IR maximale retrouvée est de 1229 °C (visée divertor standard) à cause de l'effet de sous échantillonnage (qualifié plus loin « d'effet de résolution »).

## 5.2. Impact des réflexions

La Figure 4c) montre la contribution du flux réfléchi par pixel pour la visée TG grand angle. La contribution du flux réfléchi est plus importante (supérieur à 90%) sur les zones les plus froides (température inférieure à 150°C) entraînant des erreurs en température de luminance supérieure à 40% et en température d'émetteur gris supérieures à 100%. La contribution du flux réfléchi est en revanche inférieure à 20% sur les zones les plus chaudes (température supérieure à 400°C) notamment sur le divertor bas (la température d'émetteur gris maximale retrouvée avec les réflexions est de 1232 °C). Dans ce cas l'erreur de température d'émetteur gris et de luminance est due principalement à l'imprécision sur l'émissivité (jusqu'à 500°C en température de luminance). Pour les objets de températures vraies IR comprises entre 150 et 300 °C, la contribution du flux réfléchi s'élève à 60% avec des erreurs en température d'émetteur gris de 20 à 80 °C (80 °C pour les composants à 150°C).

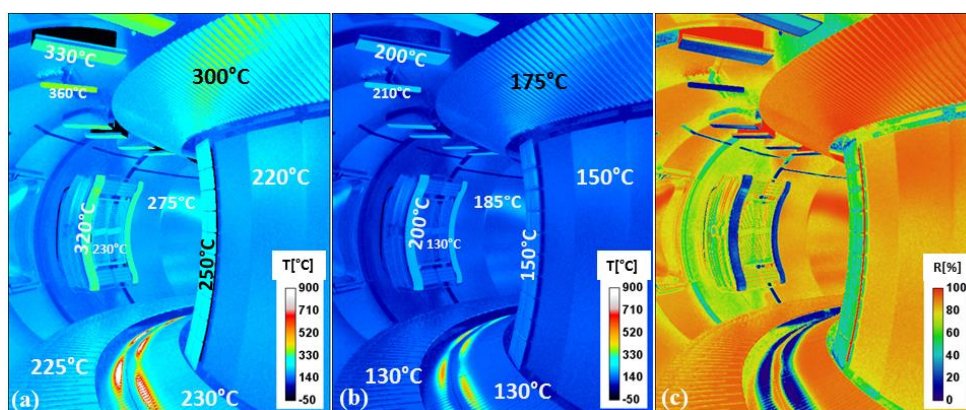


Figure 4 – Carte de température d'émetteur gris (a), carte de température de luminance (b) et carte de contributions des réflexions (c) pour la visée TG grand angle

Les composants étant diffus en émission mais hautement spéculaires en réflexion (voir section 4.2), il est également intéressant d'utiliser l'outil pour quantifier la part de flux réfléchi par certains composants vers les caméras, selon l'angle de visée de chacune : c'est l'objet du Tableau 1

PFCs	RoI #	Antenne	Divertor standard	Tangentielle grand angle
		Spéculaire	Spéculaire	Spéculaire
Milieu des protections latérales des antennes	1	24%	Hors du champ	19%
Bas des protections latérales des antennes	2	49%	Hors du champ	19%
Ecran de Faraday des antennes	3	70%	Hors du champ	72%
Haut des protections latérales des antennes	4	35%	Hors du champ	23%
Divertor Bas	5	Hors du champ	96%	92%
Baffle	8	Hors du champ	95%	91%

Tableau 1 : Contribution du flux réfléchi (%) dans le flux total pour plusieurs régions d'intérêts

Dans le cas de matériaux hautement spéculaires, la part du flux réfléchi est dépendante de la direction d'observation (i.e. ligne de visée des caméras) ce qui peut conduire à des cas



favorables avec une contribution du flux réfléchi réduite quasiment de moitié (ROI #1 et #2) lorsque la visée de la caméra ne suit pas la direction spéculaire.

### 5.3. Mesure du profil de température sur le divertor bas

Pour rappel, le divertor bas est le composant dans la machine le plus surveillé car il reçoit les flux de chaleur les plus importants mais aussi parce que l'analyse du profil du flux de chaleur permet de mieux comprendre les phénomènes physiques d'interaction plasma-paroi. Pour la machine WEST ce composant est vu par deux caméras : la visée tangentielle et la visée dite divertor standard, comme illustré en Figure 5. Les profils de température extraits de ces deux images sont comparés sur le graphe en Figure 6.

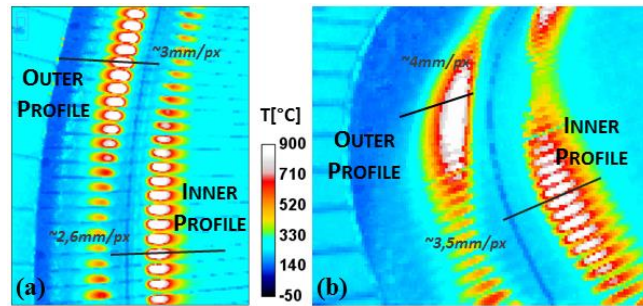


Figure 5 – Image simulée en température d'émetteur gris (zoom sur le divertor bas) (a) visée divertor standard (b) visée TG grand angle

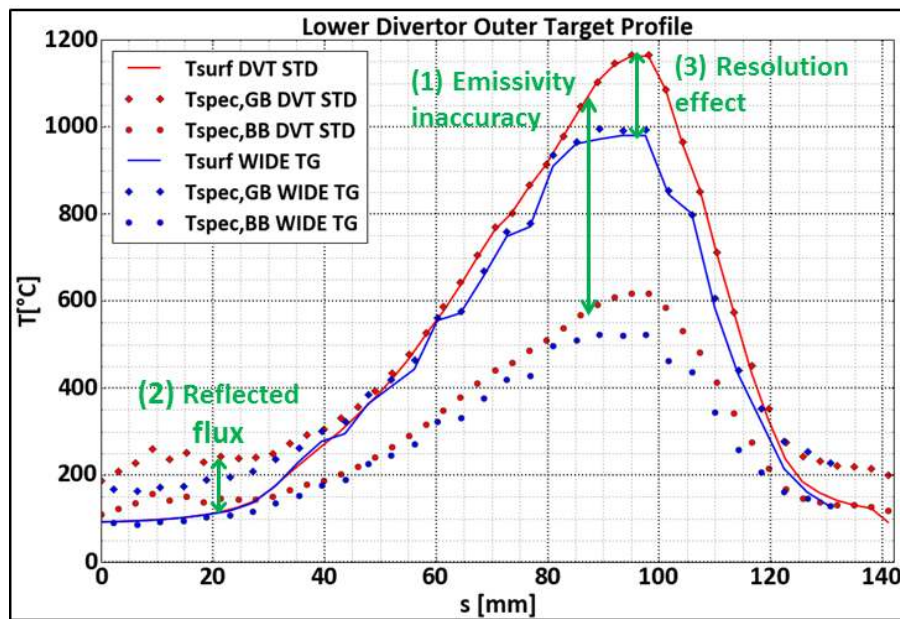


Figure 6 – Profils de température de surface d'une aiguille extérieure ('outer') du divertor bas extraits de la visée divertor standard (courbes rouges DVT STD) et de la visée TG grand angle (courbes bleues WIDE TG)

La Figure 6 compare les profils de température vraie IR (traits pleins) avec ceux déduits des images simulées en température de luminance (équivalent corps noir (cercles)) et en température d'émetteur gris (losanges). Ces courbes mettent en évidence trois principales sources d'erreurs sur la température : (1) l'imprécision sur l'émissivité des métaux en considérant les températures de luminance conduit à une sous-estimation du pic de température de 47%, (2) la contribution du flux réfléchi impacte peu la mesure du pic de température mais affecte la partie basse de la courbe (dite région privée) et donc la mesure de la longueur de décroissance de la courbe, qui est un paramètre recherché pour la

compréhension des phénomènes d'interaction plasma-paroi, (3) l'impact de la résolution des caméras – l'IFOV n'est pas identique dans les deux cas et est moins bonne pour la visée grand angle et cette visée est rasante – conduisant à une sous-estimation du pic de température pour la visée tangentielle grand angle.

## 6. Conclusion

Des simulations par méthode de Monte Carlo Lancer de Rayon réalistes des visées infrarouges de la machine de fusion WEST ont été réalisées afin de prédire la mesure de température des composants face au plasma. Ces simulations ont permis d'identifier et de quantifier précisément l'impact des différentes sources d'erreurs sur la mesure de température. Une imprécision d'émissivité sur les objets les plus chauds (température d'environ 1000°C) peut entraîner une sous-estimation de la température de surface jusqu'à 50% mettant aussi en danger la protection des composants. La contribution du flux réfléchi est responsable d'une surestimation de la température des objets les plus froids (température inférieure à 400°C) jusqu'à 50% ce qui en soi ne met pas en danger la machine (faux points chauds) mais peut conduire à des arrêts intempestifs ou la limitation de la machine à des scénarios de plus fortes puissances. La résolution des caméras est aussi à prendre en compte et peut entraîner une sous-estimation de la température des points chauds (pics).

La prochaine étape sera de valider les modèles utilisés en entrée de cette simulation intégrée par comparaison avec les mesures expérimentales de WEST puis d'utiliser ces images synthétiques pour développer un modèle d'inversion permettant de retrouver la vraie température de surface corrigée des imprécisions d'émissivité, des contributions des flux réfléchis et de la résolution des caméras.

## Références

- [1] J. Bucalossi, et al., The WEST project: Testing ITER divertor high heat flux component technology in a steady state tokamak environment. *Fusion Eng. Des.* 89 (2014), 907–912. Mickey 2Gen, *Universality in question*, Presses Universitaires du Plateau (1999).
- [2] <http://www.optis-world.com>
- [3] Aumeunier M-H et al. 2012, *IEEE Transactions On Plasma Science*, **40**, 3.
- [4] Aumeunier M-H et al. Modeling of the ITER-like wide-angle infrared thermography view of JET, *Rev. Sci. Instruments* 83, 10D522 (2012)
- [5] Aumeunier, M.-H et al. ; *Simulation Versus Reality : a step towards a better understanding of Infrared Images*, in Fusion Devices, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.39, Issue 11 (2011)
- [6] Aumeunier M-H et al, 2017, *Nuclear Materials and Energy* **12**., Pages 1265-1269
- [7] M. Firdaouss et al., *J. Nucl. Mater.* 390–391, 947–950, 2009
- [8] J. Gérardin et al., Réduction de modèle thermique par Méthode d'Identification Modale (MIM) pour déterminer la température de surface des composants de machine de fusion, *Société Française de Thermique* (Marseille 30Mai-2Juin 2017).
- [9] M.-H. Aumeunier et al., Impact of reflections on the divertor and first wall temperature measurements from the ITER infrared imaging system, *Nuclear Materials and Energy* (2017).
- [10] Courtois X. et al, Design and status of the new WEST IR thermography system, under publication ISFNT 2017.





## Thème 4

# Transferts en milieux polyphasiques

### Contents

---

Influence des paramètres de modélisation sur la simulation numérique d'un module de stockage thermique par chaleur latente avec ailettes circulaires . . . . .	130
Caractérisation des écoulements diphasiques à saturation par techniques de fluorescence et de phosphorescence : un état de l'art . . . . .	138
Étude numérique d'un cycle complet fusion-solidification pour un matériau à changement de phase . . . . .	146

---

# Influence des paramètres de modélisation sur la simulation numérique d'un module de stockage thermique par chaleur latente avec ailettes circulaires

Clément BEUST<sup>1,2\*</sup>, Erwin FRANQUET<sup>2</sup>, Jean-Pierre BEDECARRATS<sup>2</sup>, Pierre GARCIA<sup>1</sup>, Jérôme POUVREAU<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTBH, Laboratoire de Stockage Thermique  
17 avenue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9

<sup>2</sup>Univ. Pau & Pays Adour, Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés – IPRA, EA 1932, Bâtiment d'Alembert, Rue Jules Ferry, BP 7511, 64075, PAU Cedex

\*(auteur correspondant : [clement.beust@cea.fr](mailto:clement.beust@cea.fr))

**Résumé** – Cette étude s'intéresse à la simulation numérique de la fusion et de la solidification d'un Matériau à Changement de Phase (MCP) dans un système de stockage thermique de type tubes et calandre avec ailettes circulaires externes. Les calculs sont comparés à des résultats expérimentaux pour la charge et pour la décharge. On observe l'effet de deux paramètres, la constante de zone pâteuse et la plage de changement de phase, sur la température du MCP et le temps de fusion : s'ils influencent la phénoménologie générale, ils affectent peu les performances globales du module de stockage étudié.

## Nomenclature

*CFD* Computational Fluid Dynamics

*DSC* Differential Scanning Calorimetry

*MCP* Matériau à Changement de Phase

$A_{mush}$  constante de zone pâteuse (*mushy zone*)

$c_p$  capacité thermique,  $J.kg^{-1}.K^{-1}$

$\vec{g}$  accélération de la pesanteur,  $m.s^{-2}$

$L$  chaleur latente massique,  $J.kg^{-1}$

$P$  pression, Pa

$t$  temps, s

$T$  température, K

$\vec{v}$  vitesse,  $m.s^{-1}$

$Y_l$  fraction liquide

*Symboles grecs*

$\beta$  coefficient d'expansion volumique,  $K^{-1}$

$\lambda$  conductivité thermique,  $W.m^{-1}.K^{-1}$

$\mu$  viscosité dynamique,  $kg.m^{-1}.s^{-1}$

$\rho$  masse volumique,  $kg.m^{-3}$

*Indices et exposants*

$p$  paroi

$ref$  référence

## 1. Introduction

Le stockage thermique par chaleur latente consiste à exploiter la transition de phase solide / liquide d'un MCP pour stocker de la chaleur. Le MCP solide accumule de la chaleur en fondant, et la restitue en se re-solidifiant. En tant que matériaux de stockage de chaleur, les MCP ont pour avantage de peu varier en température entre la charge et la décharge, et de permettre une forte densité de stockage en comparaison des technologies de stockage par chaleur sensible [1].

De nombreux phénomènes physiques interviennent lors de la fusion ou la cristallisation de MCP. L'un des plus notables est la convection naturelle qui se met en place dans le MCP en phase liquide, du fait des différences de masse volumique induites par les gradients de température en son sein [2]. Lorsque les dimensions et la géométrie du système de stockage permettent le développement de boucles de convection, la contribution de ces mouvements liquides aux transferts de chaleur devient importante [3–5]. Un modèle visant à prédire l'état

de charge d'un système de stockage latent se doit ainsi de représenter correctement ces mouvements de convection.

Le modèle dit « enthalpie–porosité », proposé par Voller et Prakash [6], permet de simuler les phénomènes de fusion et de solidification. Il tient compte de l'écoulement dans le MCP liquide et dans la zone pâteuse qui sépare les zones solide et liquide, ainsi que de l'absence de mouvements internes dans le MCP solide. L'écoulement du MCP liquide est freiné dans la zone pâteuse ; l'amplitude de ce freinage est représentée dans le modèle par une constante dont le choix de la valeur n'est à priori pas immédiat.

Quelques études [4–8] ont montré que la valeur de cette constante dite de *mushy zone* pouvait avoir une influence importante sur la vitesse du changement de phase, et sur la forme du front de fusion ou de solidification. Les températures auxquelles le MCP commence et termine sa transition ont également une influence [7] : en effet, plus il change de phase sur une grande plage de température, plus la zone pâteuse est épaisse. L'objectif de la présente étude est d'évaluer l'impact de ces paramètres sur la charge et la décharge d'un système de stockage de type tubes–calandre de taille laboratoire, construit au centre CEA de Grenoble. Les résultats de simulation, obtenus à l'aide du logiciel ANSYS Fluent®, sont comparés aux résultats expérimentaux, afin de valider le modèle numérique et d'identifier les paramètres du modèle permettant le meilleur accord avec la réalité.

## 2. Description du cas d'étude

Le module de stockage de chaleur étudié est constitué d'une calandre en PMMA (polyméthacrylate de méthyle acrylique) remplie de MCP, au milieu de laquelle passe un tube en acier dans lequel circule le fluide caloporteur. Le tube est muni d'ailettes circulaires en aluminium sur sa surface externe. Le fluide caloporteur utilisé est de l'eau. À l'intérieur du tube se trouve un insert cylindrique en plastique (PEEK), dont le rôle est de limiter les mouvements de convection naturelle dans le fluide caloporteur.

Deux thermocouples (type K) mesurent la température du fluide caloporteur en amont et en aval de la calandre, à 31 et 77 mm respectivement des brides supérieure et inférieure. À 5 positions axiales notées de A à E (Figure 1), éloignées de 351, 273, 195, 117 et 39 mm de la bride inférieure, 8 thermocouples ont été disposés dans le MCP selon le motif visible Figure 2. Les deux couronnes de thermocouples se situent à 6 mm et 14 mm de la paroi externe du tube. Le module de stockage présente une symétrie axiale ; au cours des essais, l'écart moyen relevé entre les mesures des thermocouples d'une même couronne est inférieur à 0,5°C. Ainsi, les résultats expérimentaux présentés ici (partie 4) résultent, pour une position axiale et radiale donnée, d'une moyenne des quatre thermocouples concernés selon la position azimutale.

Le MCP utilisé est une paraffine nommée RT35–HC [9], fournie par la société Rubitherm® ; il s'agit d'eicosane (alcane avec 20 atomes de carbone), dont la transition de phase s'effectue autour de 35°C. Afin de déterminer ses propriétés thermophysiques, le MCP a été caractérisé par DSC, à l'aide d'un calorimètre  $\mu$ DSC7evo. Les courbes de capacité thermique apparente mesurées sont tracées Figure 3. Le pic observé vers 32°C en solidification uniquement correspond à une transition de phase solide-solide [10] ; à l'exception de ce pic, les courbes sont les mêmes en fusion et en solidification. L'enthalpie de changement de phase a été estimée graphiquement (méthode des tangentes) sur la courbe mesurée en fusion, puis recalée de manière à obtenir le même temps de fusion en charge dans la simulation que dans l'expérience. La valeur retenue (246 kJ.kg<sup>-1</sup>) est cohérente avec l'incertitude donnée par le fournisseur [9], et avec d'autres mesures effectuées sur l'eicosane. [10] Les valeurs adoptées pour les propriétés du MCP sont rassemblées dans le Tableau 1. Pour l'eau et les autres matériaux (métal, PMMA, PEEK), les valeurs des propriétés physiques proviennent de [11].

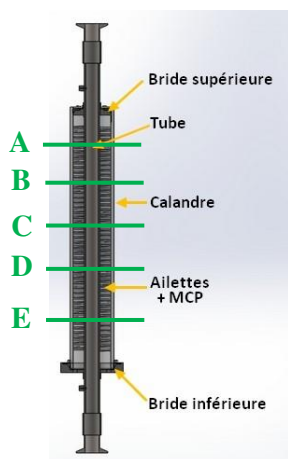


Figure 1 : Schéma de la section d'essais

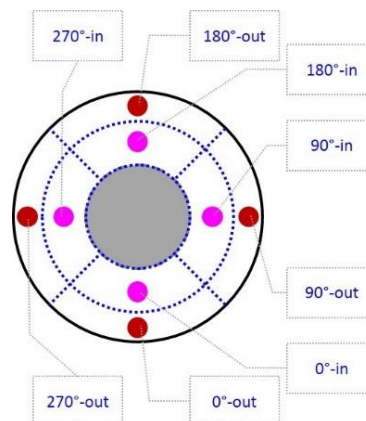
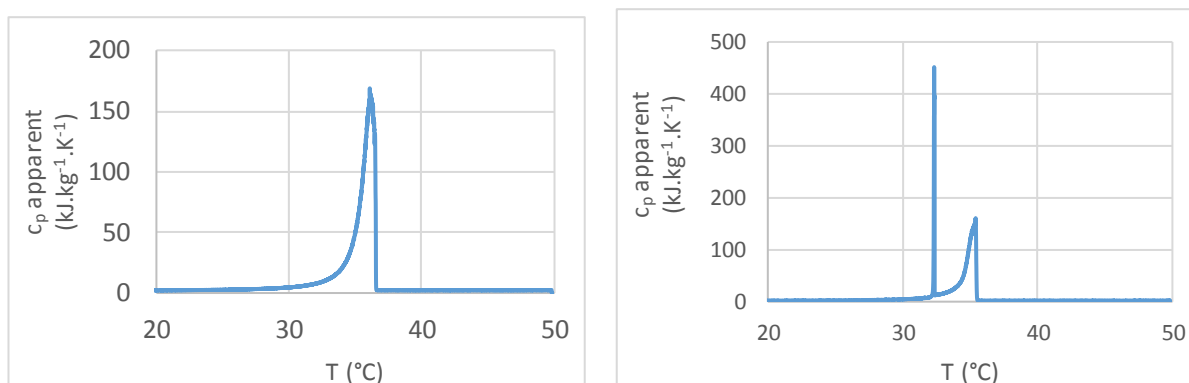


Figure 2 : Disposition radiale et azimutale des thermocouples dans le MCP


 Figure 3 : Capacité thermique apparente de la RT35-HC mesurée par DSC (0,01 K.min<sup>-1</sup>)  
 À gauche : fusion ; À droite : solidification

	$c_p$	$\rho$	$\lambda$	$\beta$	$\mu$	$L$
	J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	kg.m <sup>-3</sup>	W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	K <sup>-1</sup>	kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	kJ.kg <sup>-1</sup>
RT35-HC solide	<b>2219</b>	789,5	0,20	-	-	246
RT35-HC liquide	<b>2323</b>			$7,14 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	

Tableau 1 : Propriétés de la RT35-HC pour le modèle [10,12]. Valeurs en gras issues des mesures.

### 3. Description du modèle CFD

#### 3.1. Modélisation du MCP – Modèle enthalpie-porosité de Voller

Le MCP est représenté par les équations de Navier–Stokes incompressibles classiques, modifiées afin de tenir compte respectivement de la chaleur latente du MCP et de l'absence de mouvements au sein de la phase solide. [6] La convection naturelle est prise en compte via l'approximation de Boussinesq. La masse volumique est prise constante, le phénomène d'expansion et de contraction volumique du MCP lors du changement de phase n'étant pas modélisé. Les équations régissant l'écoulement sont donc [13] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right) = -\nabla P + \nabla(\mu \nabla \vec{v}) + \rho \beta (T - T_{ref}) \vec{g} + A \vec{v} \quad (2)$$

$$\rho c_p \left( \frac{dT}{dt} + \vec{v} \cdot \nabla T \right) = \nabla(\lambda \nabla T) - \rho L \left( \frac{dY_l}{dt} + \vec{v} \cdot \nabla Y_l \right) \quad (3)$$

La fraction massique  $Y_l$  est une fonction linéaire de la température qui vaut 0 lorsque le MCP est entièrement solide localement, et 1 lorsque le MCP est entièrement liquide. Elle est définie de la manière suivante :

$$\begin{cases} Y_l(T < T_s) = 0 \\ Y_l(T_s < T < T_l) = \frac{T - T_s}{T_l - T_s} \\ Y_l(T > T_l) = 1 \end{cases} \quad (4)$$

Les températures  $T_s$  et  $T_l$ , dites de solidus et de liquidus, délimitent la plage de température sur laquelle s'effectue le changement de phase.

Le terme de rappel  $A \vec{v}$  de l'équation de quantité de mouvement (2) est nul lorsque le MCP est liquide ( $Y_l = 1$ ), et prend des valeurs très grandes lorsque le MCP est solide ( $Y_l = 0$ ) ; il domine alors les autres termes de l'équation, ce qui a pour effet de contraindre la vitesse à être nulle. Le facteur  $A$  est défini comme suit :

$$A = -A_{mush} \frac{(1 - Y_l)^2}{Y_l^3 + \varepsilon} \quad (5)$$

Ce terme est croissant à mesure que  $Y_l$  diminue : dans la zone pâteuse, où liquide et solide coexistent ( $0 < Y_l < 1$ ), les mouvements de MCP liquide sont de plus en plus difficiles à mesurer que la phase solide occupe l'espace. La valeur de la constante de *mushy zone*  $A_{mush}$  détermine l'amplitude de l'amortissement de la vitesse. Elle doit être suffisamment grande pour immobiliser le solide, mais ne pas être trop élevée pour que l'amortissement corresponde à la réalité. La valeur optimale est fortement dépendante du cas d'étude ; les valeurs adoptées dans la littérature vont de  $10^3$  à  $10^{10}$ . Le terme  $\varepsilon$  au dénominateur permet d'éviter la division par zéro ; dans cette étude, il est pris constant égal à  $10^{-3}$ .

### 3.2. Géométrie et maillage, conditions initiales et aux limites

Le domaine de calcul 2D axisymétrique comprend la calandre remplie de MCP, la conduite annulaire de fluide caloporteur, ainsi que le tube et l'insert cylindrique. Le tube, la conduite et l'insert sont prolongés 30 cm au-delà de la position des deux thermocouples côté eau, afin de s'assurer que l'écoulement soit bien établi hydrauliquement lorsqu'il arrive au thermocouple côté injection.

La température initiale est uniforme. La température d'injection de l'eau suit l'évolution temporelle mesurée expérimentalement. Toutes les parois externes sont adiabatiques, à l'exception de celle de la calandre qui est sujette à des pertes thermiques. En charge, le coefficient de pertes avec l'extérieur a été fixé de manière à ce que la température du MCP en fin d'essai concorde avec l'expérience ; la valeur adoptée est de  $20 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . En décharge, les pertes thermiques sont négligées (paroi adiabatique) car leur influence est moindre.

Le maillage comprend 109908 mailles ; dans le MCP, les mailles sont carrées, et ont pour côté 0,35 mm, soit l'épaisseur d'une ailette. Le pas de temps du calcul transitoire est fixe et vaut 0,25s. La convergence en pas de temps et en maillage a été vérifiée en comparant les résultats à ceux obtenus pour un pas de temps de 0,1s et pour un maillage avec des mailles quatre fois plus petites dans le MCP (366468 mailles).

## 4. Résultats

### 4.1. Influence de la constante de zone pâteuse (*mushy zone*)

Plusieurs calculs avec différentes valeurs de la constante de *mushy zone* (de  $10^3$  à  $10^7$ ) ont été effectués sur un cas de charge avec injection de fluide caloporteur par le haut, pour un débit de  $9,14 \text{ kg}\cdot\text{h}^{-1}$ . Les températures de solidus et de liquidus adoptées sont de  $T_s = 33^\circ\text{C}$  et  $T_l = 35^\circ\text{C}$  ; il s'agit de la plage de changement de phase observée expérimentalement.

L'évolution de la température dans le MCP est représentée Figure 4. Comme on peut le voir, pour  $10^3 < A_{mush} < 10^7$ , la température prédite par le calcul est en bon accord avec l'expérience, pour toutes les positions axiales et radiales considérées dans la section d'essais.

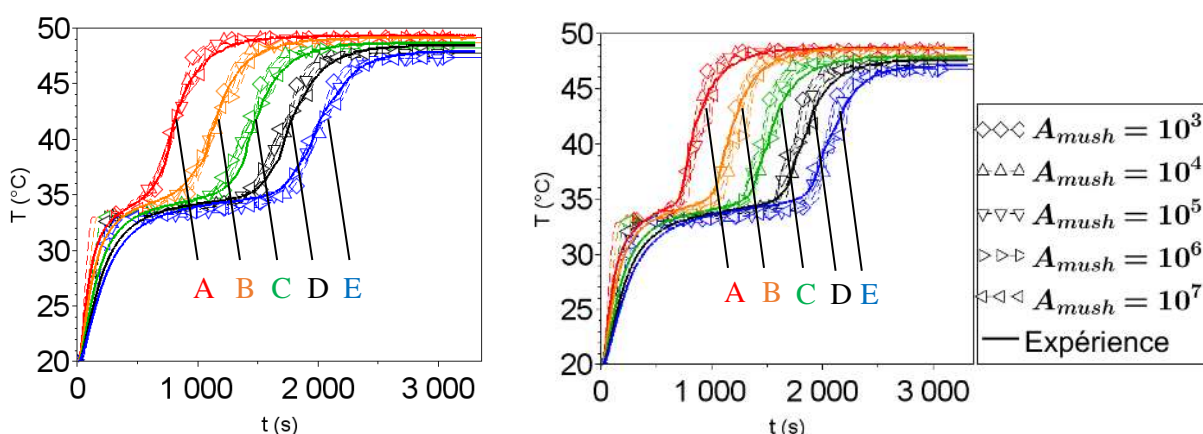


Figure 4 : Évolution de la  $T_{MCP}$  selon la valeur de la constante de *mushy zone* (charge par le haut)  
 À gauche : thermocouples situés près du tube ; À droite : thermocouples situés près de la calandre

Le temps nécessaire pour fondre 95% du MCP présent dans la calandre varie de 220s environ entre les calculs avec  $A_{mush} = 10^3$  et  $A_{mush} = 10^7$ , soit environ 11% (cf. Tableau 2). Cette influence relativement faible de  $A_{mush}$  montre que les transferts de chaleur par conduction thermique sont dominants par rapport aux transferts par convection. Les ailettes étant nombreuses et proches les unes des autres, peu de place est laissée pour le développement de boucles de convection naturelle dans la phase liquide. La constante de *mushy zone* affecte également l'avancée du front de fusion. La zone située entre les ailettes et la calandre fond plus vite pour les faibles valeurs. En effet, la convection naturelle contribue plus fortement à la fusion du MCP dans cette zone plus éloignée des ailettes. En conséquence, pour  $A_{mush} \geq 10^5$ , la pente de la courbe diminue sur une période d'environ 200s durant la montée en température qui suit la fusion (Figure 5). Cette période correspond au changement de phase du MCP proche de la calandre, qui s'effectue plus lentement.

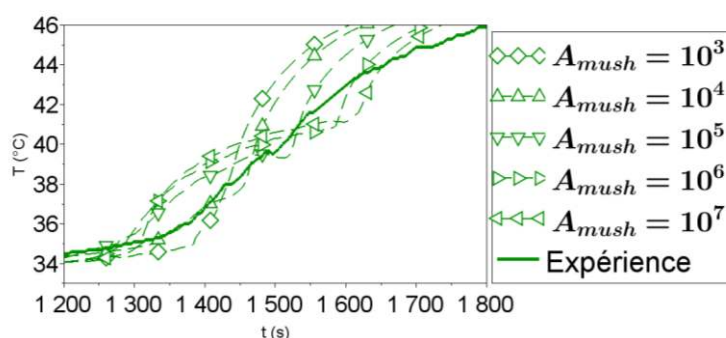


Figure 5 : Montée en température des thermocouples proches calandre (C), après la fusion

$A_{mush}$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$	$10^7$
Temps de fusion (s)	1885	1949	2026	2086	2106

Tableau 2 : Temps nécessaire pour fondre 95% du MCP, selon la constante de mushy zone

#### 4.2. Variation de la plage de changement de phase

Des calculs avec quatre plages de changement de phase différentes ont été effectués sur le même cas de charge par le haut. Afin d'observer l'influence de l'étalement en température du changement de phase indépendamment de ses températures de début et de fin, les plages choisies sont toutes centrées autour de 34°C, point médian observé expérimentalement. Les calculs sont effectués avec  $A_{mush} = 10^4$ , valeur permettant le meilleur accord avec l'expérience.

L'évolution des températures est représentée Figure 6. L'accord avec l'expérience est globalement bon pour toutes les plages testées. L'évolution de la température au niveau du plateau de changement de phase varie selon les calculs. Le plateau est d'autant plus pentu que la fusion est étalée en température, ce qui est logique (Figure 7).

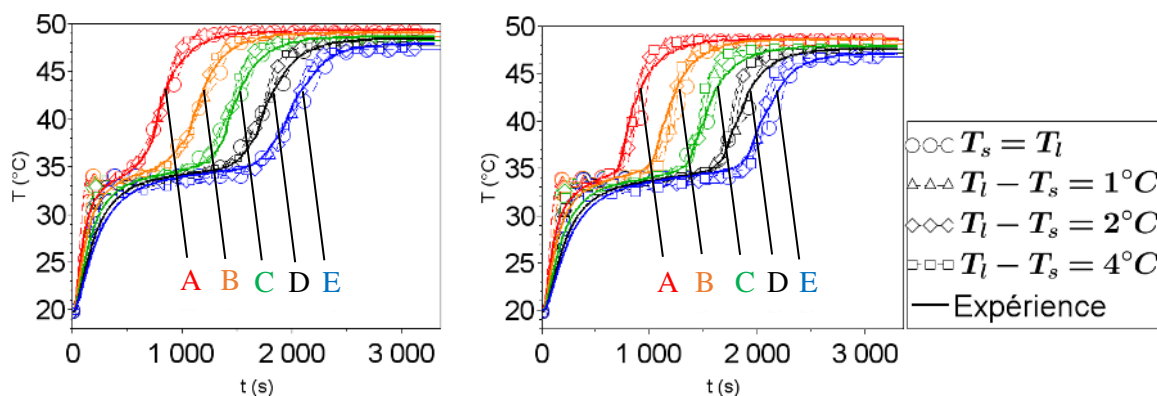


Figure 6 : Évolution de  $T_{MCP}$  pour différentes plages de changement de phase  
 À gauche : thermocouples situés près du tube ; À droite : thermocouples situés près de la calandre

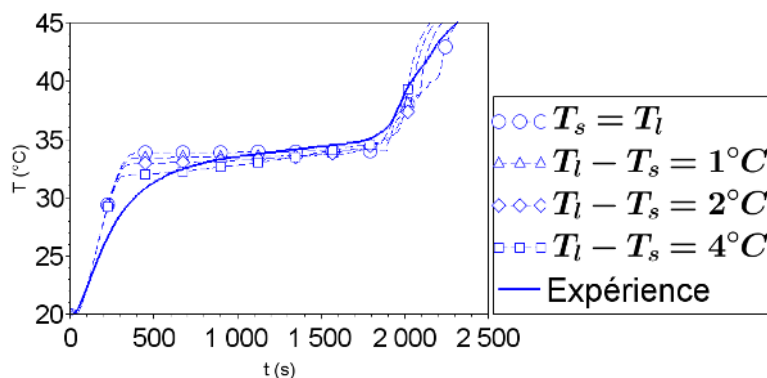


Figure 7 : Évolution de  $T_{MCP}$  au niveau du plateau de changement de phase, pour différentes largeurs de la plage de changement de phase (thermocouple E proche calandre)

On peut noter qu'aucun des calculs ne reproduit fidèlement l'évolution de température observée expérimentalement. Les calculs font apparaître un plateau de changement de phase plus net que dans l'expérience. Une cause possible de cet écart est le fait que le modèle ne prend pas en compte l'évolution progressive de la capacité thermique apparente du MCP. La relation linéaire entre la fraction liquide et la température (équation 4) suggère une absorption de chaleur répartie uniformément pendant la fusion. Comme on peut le voir Figure 3,



l'absorption de chaleur n'est pas uniforme et présente plutôt un pic autour du point de fusion. Par ailleurs, la capacité thermique sensible du solide varie avec la température, ce qui n'est pas pris en compte par le modèle. Cela peut expliquer la montée en température plus rapide avant la fusion et le fait que l'on n'ait pas expérimentalement de rupture de pente au début du plateau.

### 4.3. Simulation de la décharge par le bas

Un calcul a été effectué sur un cas de décharge du module de stockage avec injection par le bas (débit de fluide caloporteur :  $9,08 \text{ kg}\cdot\text{h}^{-1}$ ). Comme pour la charge par le haut, les températures de début et de fin de cristallisation ( $34^\circ\text{C}$  et  $33^\circ\text{C}$ ) sont adoptées comme valeur de  $T_1$  et  $T_s$  respectivement. L'évolution de la température du MCP est représentée Figure 8.

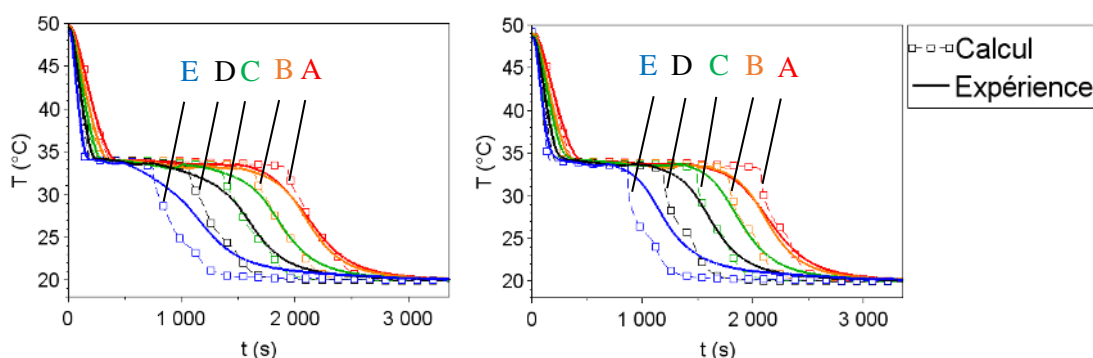


Figure 8 : Évolution de  $T_{MCP}$  pour le calcul de la décharge par le bas  
 À gauche : thermocouples situés près du tube ; À droite : thermocouples situés près de la calandre

L'accord avec les résultats expérimentaux est ici moins bon que pour le cas de la charge. On observe deux écarts majeurs à l'expérience. Le premier concerne l'homogénéité de la température dans le haut de la calandre qui n'est pas reproduite par le calcul. Cet effet pourrait être lié au rétreint volumique de la paraffine : une fois tout le MCP cristallisé, le niveau liquide a baissé dans le haut de la calandre. Les thermocouples A se retrouvent alors dans le ciel gazeux qui surplombe le MCP ; leur température est ainsi proche de celle des thermocouples B qui se trouvent non loin en-dessous de la surface libre, voire possiblement dans l'air également. Le modèle se montre ainsi moins adapté pour simuler des cas où le changement de volume du MCP a une influence non négligeable. Le second écart concerne l'évolution de la température après le changement de phase : le refroidissement sensible du solide est plus rapide dans le calcul que dans l'expérience. Là encore, l'absence de prise en compte des variations de la capacité thermique du solide avec la température pourrait être la cause de cet écart.

## 5. Conclusion

Les paramètres du modèle enthalpie-porosité pour la simulation du changement de phase solide/liquide ont été étudiés afin de comprendre leur influence, sur le cas de la charge par le haut d'un module de stockage de chaleur par MCP de type tubes et calandre. La constante de *mushy zone* a peu d'impact sur la température, bien qu'elle influence localement la phénoménologie de la fusion. La plage de changement de phase a une influence sur la pente du plateau de température caractéristique de la transition de phase.

L'influence des deux paramètres étudiés sur les performances globales du système s'avère relativement faible. La convection naturelle n'est pas le mode de transfert de chaleur dominant ici, du fait de la forte densité d'ailettes qui limite la mise en mouvement du MCP. Ainsi, un changement dans le comportement de la zone pâteuse affecte le changement de phase à l'échelle locale uniquement. Il s'agit d'un résultat à mettre en regard de ceux constatés sur d'autres



géométries [4, 5, 7] : dès lors que le développement de boucles de convection importantes est permis, ces deux paramètres ont une influence bien plus grande. L'impact de la zone pâteuse, et donc des paramètres du modèle, peut ainsi varier fortement d'un cas à l'autre.

Le modèle numérique a été validé sur un cas de charge par le haut, mais pas pour la simulation d'une décharge par le bas. La comparaison avec l'expérience met en évidence deux pistes d'amélioration du modèle. La première serait la prise en compte de l'expansion et du rétreint volumique au changement de phase. La deuxième serait de modéliser de manière plus précise la capacité thermique apparente du MCP, en tenant compte d'une part des variations de la capacité thermique sensible avec la température, et en rendant compte d'autre part de la forme du pic constaté pour la chaleur latente sur les mesures DSC.

### Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Fabrice Bentivoglio et Jean-François Fourmigué pour leurs conseils donnés au cours de ce travail.

### Références

- [1] L. F. Cabeza, C. Sole, A. Castell, E. Oro, et A. Gil, Review of Solar Thermal Storage Techniques and Associated Heat Transfer Technologies, *Proceedings of the IEEE*, 100-2 (2012), 525–538
- [2] G. Ziskind, Modelling of heat transfer in phase change materials (PCMs) for thermal energy storage systems, *Advances in Thermal Energy Storage Systems*, Elsevier (2015), 307–324
- [3] P. Garcia, M. Olcese, et S. Rougé, Experimental and Numerical Investigation of a Pilot Scale Latent Heat Thermal Energy Storage for CSP Power Plant, *Energy Procedia*, 69 (2015), 842–849
- [4] H. Shmueli, G. Ziskind, et R. Letan, Melting in a vertical cylindrical tube, Numerical investigation and comparison with experiments, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53-19/20 (2010), 4082–4091
- [5] M. Kumar et D. J. Krishna, Influence of Mushy Zone Constant on Thermohydraulics of a PCM, *Energy Procedia*, 109 (2017), 314–321
- [6] V. R. Voller et C. Prakash, A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30-8 (1987), 1709–1719
- [7] A. C. Kheirabadi et D. Groulx, The Effect of the Mushy-Zone Constant on Simulated Phase Change Heat Transfer, *Proceedings of CHT-15* (Rutgers University, Piscataway, USA, 25-29 mai 2015)
- [8] S. Arena, E. Casti, J. Gasia, L. F. Cabeza, et G. Cau, Numerical simulation of a finned-tube LHTES system: influence of the mushy zone constant on the phase change behaviour, *Energy Procedia*, 126-C (2017), 517–524
- [9] Rubitherm GmbH, dernier accès le 21/12/2017 : <http://www.rubitherm.eu/en/>
- [10] C. Vélez, M. Khayet, et J. M. Ortiz de Zárate, Temperature-dependent thermal properties of solid/liquid phase change even-numbered n-alkanes: n-Hexadecane, n-octadecane and n-eicosane, *Applied Energy*, 143-C (2015), 383–394
- [11] M. Martinelli, Stockage d'énergie thermique par changement de phase – Application aux réseaux de chaleur, thèse de doctorat Thermique, Université Grenoble Alpes (2016), Français
- [12] H. O. Baled *et al.*, Viscosity of n-hexadecane, n-octadecane and n-eicosane at pressures up to 243MPa and temperatures up to 534K, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, 72-C (2014), pp. 108–116
- [13] ANSYS Fluent Theory Guide Release 17.2 (2016)

# Caractérisation des écoulements diphasiques à saturation par techniques de fluorescence et de phosphorescence : un état de l'art

Samuel MARTEL<sup>1\*</sup>, Stéphane LIPS<sup>1</sup>, Manuel KUHNI<sup>1</sup>, Cédric GALIZZI<sup>1</sup>, Rémi REVELLIN<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ Lyon, CNRS, INSA-Lyon, CETHIL, UMR5008, F-69621 Villeurbanne, France

\*(auteur correspondant : samuel.martel@insa-lyon.fr)

**Résumé** - L'objectif de cette étude est de fournir un rapide état de l'art de l'application des phénomènes de fluorescence et de phosphorescence pour la caractérisation des écoulements diphasiques à saturation. L'objectif final est de proposer une approche originale permettant de mesurer simultanément et de manière non-invasive les profils de vitesse et de température au sein d'écoulements diphasiques, par le biais de ces deux phénomènes. Un aperçu des techniques de luminescence appliquées à diverses configurations statiques et d'écoulements est présenté et les principales contraintes d'application aux écoulements diphasiques à saturation sont identifiées.

## Nomenclature

### *Symboles latins*

$b$	Chemin optique, m
$C$	Densité de traceur, $m^{-3}$
$I$	Signal de fluorescence/phosphorescence
$t$	Délai après excitation, s
$T$	Température, K

### *Symboles grecs*

$\epsilon$	Section efficace d'absorption, $m^2$
$\phi$	Rendement quantique d'émission

### *Indices et exposants*

$e$	Excitation
$f$	Fluorescence
$ph$	Phosphorescence

## 1. Introduction

L'efficacité des systèmes frigorifiques et de récupération de chaleur requiert un dimensionnement efficace des évaporateurs et condenseurs, utilisant des modèles et des corrélations basés sur des mesures précises. L'accès aux gradients de température et de vitesses au sein de l'écoulement est particulièrement intéressant. L'objectif de cette étude est de fournir un aperçu des applications des phénomènes de fluorescence et de phosphorescence et de proposer une approche originale permettant de mesurer simultanément et de manière non-invasive les profils de vitesse et de température au sein d'écoulements diphasiques.

Ces techniques sont basées sur le fait qu'après une excitation lumineuse, un fluorophore réémet une partie de l'énergie absorbée sous forme de rayonnements lumineux. L'évolution caractéristique de l'émission lumineuse après une excitation effectuée à  $t_0 = 0$  est illustrée sur la figure 1. Les rendements quantiques de fluorescence  $\phi_f$  et de phosphorescence  $\phi_{ph}$  ainsi que la section efficace d'absorption  $\epsilon$  sont directement dépendants des conditions physiques du milieu, et en particulier de la température. Il apparait ainsi une relation entre intensité lumineuse et température du milieu, permettant une mesure de champs de températures. Une source lumineuse, typiquement un laser, excite un milieuensemencé par un fluorophore et une caméra enregistre l'intensité de réémission fluorescente ou phosphorescente. La relation entre l'intensité de réémission et la température permet de déterminer cette dernière. Une des méthodes utilisant la fluorescence, appelée *Laser Induced Fluorescence* (LIF), est couramment utilisée. L'émission

fluorescente est caractérisée par une forte intensité et une faible durée de vie (de l'ordre de la nanoseconde), permettant une observation quasi-instantanée du signal lumineux.

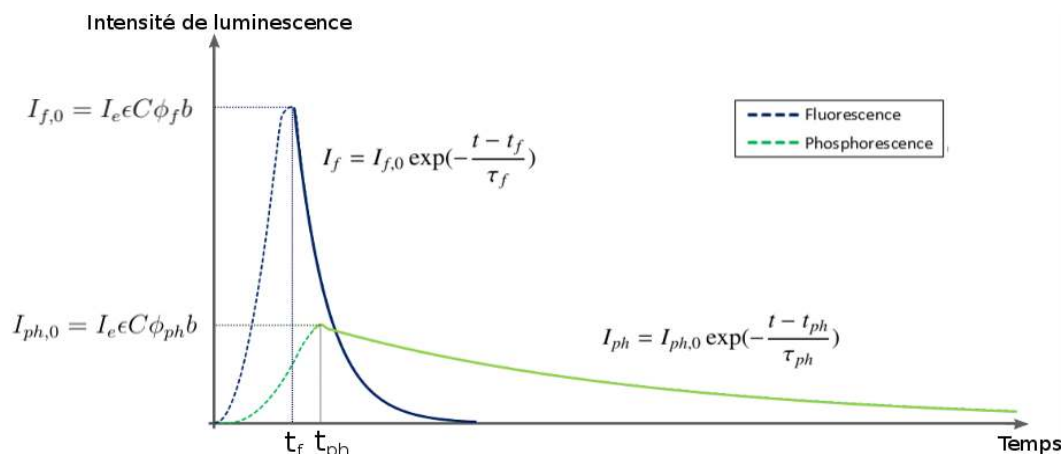


Figure 1: Profil typique d'émission de luminescence induite. Excitation à  $t_0 = 0$

Il faut noter ici que les spectres d'absorption, de fluorescence et de phosphorescence sont propres au fluorophore. De ce fait, il est nécessaire d'adapter la source d'excitation et le matériel d'acquisition en fonction du traceur utilisé, et les comportements des paramètres photophysiques peuvent dépendre de la longueur d'onde d'excitation ou de visualisation. Les techniques LIF sont exploitées dans différentes configurations, telles que l'étude de la convection naturelle contre une paroi chauffée [1] ou encore la détermination de champs de températures 3D au sein d'une cuvette chauffée [2]. Les aspects optiques de la configuration étudiée ayant un impact important sur la mise en œuvre des techniques LIF, les incertitudes dépendent de la configuration et de la résolution spatiale désirée. Des incertitudes de 0,5 à 1 K sont typiquement attendues.

L'émission phosphorescente présente une intensité instantanée faible, et sa longue durée de vie la rend sensible aux phénomènes de désexcitation, tels que la présence d'oxygène. Ainsi, la *Laser Induced Phosphorescence* (LIP) est peu utilisée, à l'exception des mesures de température de surface. La *Molecular Tagging Thermometry* (MTT) tire parti de la dépendance en température de la durée de vie du signal de phosphorescence du fluorophore  $\tau_{ph}$ . Ainsi, en mesurant l'intensité de phosphorescence à deux instants et en calculant leur rapport, la relation suivante est obtenue :

$$\frac{I_{ph,2}(T)}{I_{ph,1}(T)} = e^{-\Delta t / \tau_{ph}(T)} \quad (1)$$

où  $\Delta t$  est l'intervalle de temps entre les mesures. La durée de vie  $\tau_{ph}$  est ainsi déduite du rapport des intensités. La relation de dépendance de  $\tau_{ph}$  avec la température du milieu permet la détermination de cette dernière. Ces techniques sont utilisées notamment pour étudier les gradients de température au sein d'une gouttelette d'eau refroidie [3] et pour l'étude de la solidification de gouttelettes microscopiques [4]. Les incertitudes sont similaires à la LIF (typiquement entre 0,5 et 1 K). Des méthodes similaires sont mises en place pour mesurer d'autres scalaires. Typiquement, l'intensité de luminescence peut dépendre du pH du milieu ou de la concentration en traceur. La méthode a notamment permis d'étudier le pH d'un jet turbulent établi [5].

Des épaisseurs de film peuvent aussi être mesurées par techniques de fluorescence, en considérant la proportionnalité entre l'intensité d'émission et la longueur du chemin optique. Cette technique est notamment utilisée pour la mesure d'épaisseur de revêtement industriel en cire, dopés avec de la rhodamine [6].

Les techniques de fluorescence et de phosphorescence sont d'intéressantes méthodes de me-

sure d'épaisseurs ou de scalaires tels que la température. Cependant, la principale contrainte est liée à l'ensemencement de l'écoulement. Le traceur peut en effet altérer les propriétés du fluide de travail.

## 2. Applications existantes des techniques de fluorescence et de phosphorescence pour des écoulements monophasiques ou réactifs

Les techniques décrites pour les configurations statiques et établies sont aussi applicables à des écoulements monophasiques ou réactifs, qui n'introduisent pas de contraintes additionnelles majeures. Cependant, il est intéressant d'étudier l'hydraulique des écoulements, et il est alors nécessaire d'introduire des techniques de vélocimétrie. La LIF est alors utilisée en combinaison avec de la *Particle Image Velocimetry* (PIV) pour déterminer simultanément des champs de vitesses et de températures dans différentes configurations, telles que des écoulements thermostratifiés en tube [7] ou des jets impactants [8]. La PIV nécessite cependant des équipements différents que pour la LIF (laser et caméra notamment), et la combinaison des deux techniques conduit à la multiplication du matériel nécessaire ainsi qu'à des problèmes de synchronisation afin de mesurer simultanément vitesses et températures. Par conséquent, il devient intéressant d'introduire une technique de vélocimétrie par fluorescence ou phosphorescence afin de mesurer simultanément des champs de températures et de vitesses en limitant le matériel nécessaire.

La *Molecular Tagging Velocimetry* (MTV) repose sur l'observation du déplacement de marqueurs luminescents. Une excitation intermittente (généralement produite par un laser pulsé) permet de marquer un motif précis de fluorophores, les transformant en traceurs à longue vie. Le motif excité, typiquement une grille, est observé à deux instants différents, avec un intervalle de temps  $\Delta t$ . Les points d'intersection de la grille deviennent des points de repère, et leurs déplacements sont mesurés. Le champ de vitesse est déduit du déplacement de ces points pendant l'instant  $\Delta t$  [9]. La technique est illustrée sur la figure 2. La MTV est testée dans des écoulements gazeux en tube [10] et des écoulements microfluidiques [11]. Une technique MTV stéréoscopique est développée afin de déterminer les trois composantes du champ de vitesses [12]. Les vitesses mesurées par MTV présentent des incertitudes relativement faibles (de l'ordre de 5 %) mais la résolution spatiale dépend du motif d'excitation et est donc limitée par les optiques d'excitation.

Bien que les phénomènes de fluorescence ou de phosphorescence puissent tous deux être utilisés pour des mesures de vélocimétrie, la durée de vie très courte de la fluorescence réduit son usage à de très grandes vitesses d'écoulement, de sorte que le déplacement pendant l'instant  $\Delta t$  soit significatif. C'est notamment le cas dans les écoulements supersoniques [13].

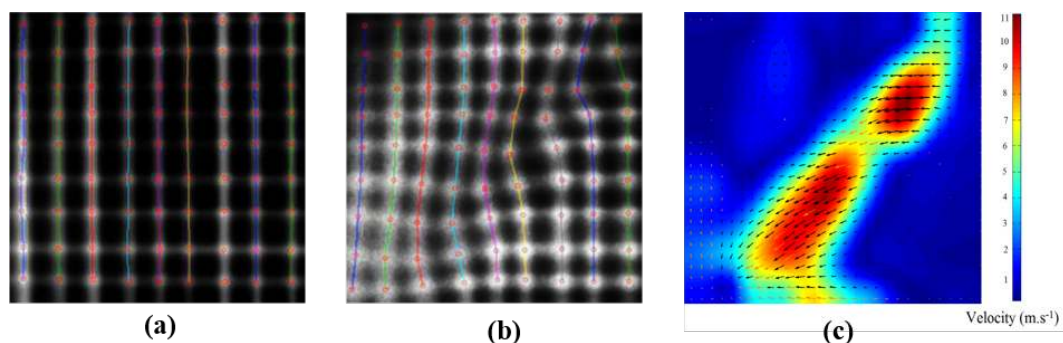


Figure 2: Exemple d'application de la MTV pour la détermination d'un champ de vitesse à deux composantes (a) Visualisation pendant l'excitation laser (motif de grille). (b) Visualisation de la grille après 50  $\mu\text{s}$ . (c) Champ de vitesse déduit de (a) et (b) [14]

La MTV offre la possibilité de mesures simultanées de scalaires associés à la vitesse de l'écoulement, la décroissance des signaux de luminescence pouvant aussi être exploités pour des mesures de température. Le couplage MTV et LIP a été utilisé afin d'étudier un écoulement laminaire tubulaire [15] et un jet froid pulsé se mixant dans un milieu chaud [16]. Le couplage MTV et MTT a été utilisé pour l'étude du sillage créé par un cylindre chauffé [17] et d'un écoulement électroosmotique en microcanal [18]. Les concentrations peuvent être mesurés simultanément avec la vitesse. La MTV et la LIF sont combinées pour mesurer simultanément vitesses et concentrations dans une zone de mélange turbulent [19].

Les différentes études de la littérature démontrent que la MTV permet de mesurer des profils de vitesses d'écoulement dans une, deux voire trois directions, d'une manière non-invasive. De plus, des mesures simultanées de températures ou de concentrations sont possibles en utilisant uniquement les propriétés de la fluorescence et de la phosphorescence.

### 3. Applications existantes des techniques de fluorescence et phosphorescence pour des écoulements diphasiques

Les principales techniques de fluorescence et de phosphorescence peuvent aussi être implémentées dans des écoulements diphasiques, mais de nouvelles contraintes sont à considérer. Le tableau 1 résume les applications existantes des techniques de luminescence dans de telles configurations. Celles-ci sont séparées en deux catégories : les configurations de vaporisation d'écoulements et les écoulements diphasiques adiabatiques.

Tableau 1: Application des techniques de luminescence pour des écoulements diphasiques

Référence	Technique	Configuration	Mesure	Traceur
[20]	LIF	Mélange de sprays diphasiques	Taille de gouttelette, fractions molaires	Acétone + RhB
[21]	LIF	Vaporisation de gouttelettes	Température moyenne de gouttelette	Acétone + RhB
[22]	LIF	Combustion de gouttelettes binaires	Composition des gouttelettes	Acétone
[23]	LIF	Combustion de gouttelettes binaires	Température des gouttelettes	Pyrométhène
[24]	LIF	Gouttelettes impactant sur une surface chauffée	Champ de températures au sein des gouttelettes	Fluorescéine 27
[25]	LIF et LIP	Écoulement multiphasique supercritique	Interfaces liquide-vapeur	Acétone
[26]	LIF	Écoulement monodispersé	Interfaces liquide-vapeur, fractions molaires	Acétone
[27]	LIP	Écoulement de gouttelettes en vaporisation	Interfaces liquide-vapeur	Acétone
[28]	LIF	Écoulement homogène air-eau	Températures, taux de vide	RhB + Rh110
[29]	LIF	Écoulement air-eau annulaire vertical	Épaisseurs de film par visualisation longitudinale	RhB
[30]	LIF	Écoulement air-eau annulaire vertical	Épaisseurs de film par visualisation en section	Rh6G
[31]	LIF	Écoulement air-eau annulaire	Taux de vide par visualisation longitudinale	RhB
[32]	LIF	Écoulement air-liquide annulaire vertical	Épaisseurs de film	Rh6G
[33]	LIF	Écoulement air-eau annulaire vertical	Épaisseurs de film	Rh6G
[34]	MTV	Écoulement à bulles en canal rectangulaire	Gradients de vitesse	Fluorescéine

L'un des principaux avantages des techniques de fluorescence et de phosphorescence est la différenciation des phases, caractérisée par une différence d'intensité de luminescence entre celles-ci, permettant une identification des phases liquide et vapeur en écoulement diphasique. La LIF est ainsi utilisée pour visualiser des écoulements, mesurer des épaisseurs de film, mais aussi pour localiser les interfaces liquide-vapeur dans des configurations spécifiques telles que des écoulements supercritiques et des écoulements de gouttelettes mono-dispersées.

La relation entre l'intensité de luminescence et l'épaisseur de film a aussi été exploitée dans un écoulement air-liquide annulaire, permettant de reconstruire la structure 3D d'un écoulement annulaire à vagues [33]. La technique étant très récente, les applications de la MTV à des écoulements diphasiques en canaux sont rares. Un écoulement diphasique à bulles a toutefois été étudié par MTV, afin d'obtenir des gradients de vitesse au sein de l'écoulement [34].

Les applications des techniques de luminescence pour l'étude des écoulements diphasiques en canaux sont encore très limitées. La LIF est essentiellement appliquée à la localisation d'interfaces dans des configurations adiabatiques. La MTV, en raison des contraintes supplémentaires qu'elle représente et de sa méconnaissance par la communauté diphasique, est très rarement utilisée en écoulements diphasiques. Cependant, la MTV offre de nouvelles perspectives pour l'étude des écoulements diphasiques à saturation.

#### 4. Vers l'application des techniques de fluorescence et de phosphorescence pour la caractérisation des écoulements diphasiques à saturation

L'état de l'art souligne les nombreuses possibilités offertes par les techniques de luminescence. A titre d'exemple, dans cette section, une application de la MTV à un écoulement diphasique d'éthanol à saturation à 1 bar dans un canal de 3 mm de diamètre est étudiée. La figure 3 présente un schéma de principe de la technique mise en place, l'objectif étant de mesurer le gradient de vitesse au sein de l'écoulement (phases liquide et vapeur). L'objectif est d'étudier la faisabilité de l'implémentation de techniques de luminescence en écoulement diphasique à saturation.

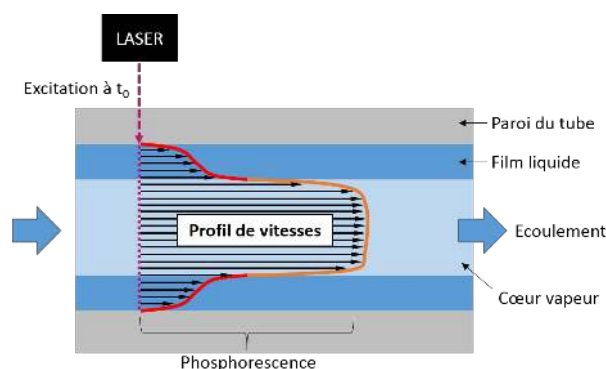


Figure 3: Schéma de principe de la configuration de MTV étudiée

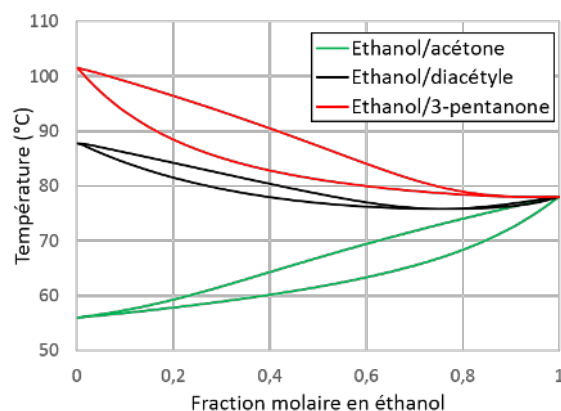


Figure 4: Courbes de saturation liquide-vapeur pour les mélanges cétone-éthanol à 1 bar. Calculs via l'équation de Margules

Un traceur adéquat pour l'ensemencement doit être sélectionné. Les traceurs solides tels que les rhodamines peuvent être utilisés pour ensemercer la phase liquide. L'ensemencement de la phase vapeur sera plus contraignant. En effet, un traceur solide s'accumulera en phase liquide pendant la vaporisation. Il est donc nécessaire d'utiliser un traceur vaporisable. En outre, le mélange du fluide de travail avec le traceur doit présenter un comportement proche-azéotropique



afin de limiter le glissement de température et d'avoir une vaporisation homogène du mélange. Les courbes d'équilibre pour une pression de 1 bar des mélanges de plusieurs traceurs courants avec l'éthanol sont tracées sur la figure 4. Afin de conserver une faible épaisseur optique, la fraction molaire en éthanol doit être très élevée. Un compromis entre l'épaisseur optique et l'intensité de luminescence, proportionnelle à la concentration en traceur, doit cependant être réalisé. Dans ces conditions, les mélanges éthanol-diacétylène et éthanol-3-pentanone semblent les plus pertinents à pression ambiante, l'azéotrope étant proche des fortes fractions en éthanol ce qui permet de limiter le glissement de température lors de la vaporisation.

Il est nécessaire que le traceur ait une durée de vie de phosphorescence adaptée aux vitesses caractéristiques de l'écoulement. Les propriétés de luminescence des traceurs identifiés précédemment sont étudiées. L'acétone, le 3-pentanone et le diacétylène présentent des rendements quantiques de fluorescence et de phosphorescence intéressants. Selon la figure 5, qui représente le déplacement moléculaire pour différentes vitesses de l'écoulement en fonction de la durée de vie de phosphorescence de la molécule, il apparaît que les plus faibles vitesses d'écoulement sont difficiles à mesurer à moins d'avoir un traceur présentant une durée de vie de phosphorescence particulièrement élevée. Les différentes données existantes dans la littérature sont dépendantes de la configuration, et ne sont pas toujours cohérentes. Cependant, le diacétylène pourrait atteindre des durées de vie de l'ordre de la milliseconde [35], tandis que l'acétone et le 3-pentanone seraient plus limités (de l'ordre de quelques microsecondes [36]). Le diacétylène semble donc le plus approprié pour caractériser des écoulements à faibles vitesses.

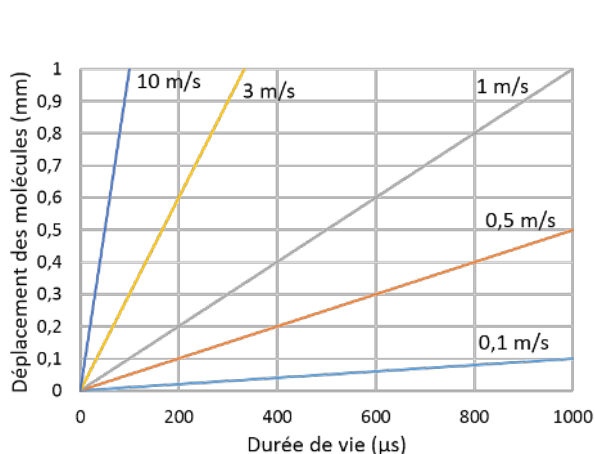


Figure 5: Déplacements de molécules pendant la durée de phosphorescence

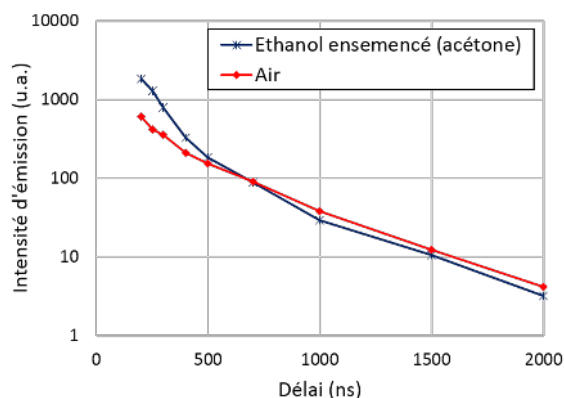


Figure 6: Courbes de décroissance de phosphorescence dans le tube de quartz SUPRASIL<sup>®</sup> (3mm). Excitation par Nd :YAG pulsé 266 nm

Le choix du matériau du tube de test est discuté. Celui-ci se doit d'être transparent à l'émission laser ainsi qu'aux émissions fluorescentes et phosphorescentes, afin de ne pas perturber les mesures. La bande d'absorption des cétones se trouve dans le proche UV, et celles-ci réémettent dans le visible. Le quartz est un bon candidat puisque transparent sur ces deux spectres. Le matériau doit présenter une très grande pureté. En effet, des inclusions dans le quartz peuvent absorber une partie de l'excitation et émettre un signal parasite. Des tests préliminaires sont effectués avec du quartz SUPRASIL<sup>®</sup>. Malgré la grande pureté du matériau, un signal parasite important est détecté (figure 6). Les niveaux d'émission avec et sans traceur sont comparables, ce qui rend la détection du signal de phosphorescence du traceur délicate. Cet effet est d'autant plus marqué que la section du tube est réduite, le volume en fluide étant faible devant celui de quartz. Un laser pulsé est nécessaire pour permettre une excitation instantanée de grande inten-

sité. Dans le cas des cétones, dont la bande d'absorption se trouve dans l'UV, une excitation par un laser du type Nd :YAG pulsé de longueur d'onde 266 nm est nécessaire.

L'énergie d'excitation doit être suffisamment élevée pour permettre l'obtention de signaux de luminescence significatifs. L'émission de phosphorescence est particulièrement problématique, étant bien moins intense que la fluorescence. Cependant, une énergie d'excitation trop importante peut conduire à une ébullition locale du fluide de travail, nuisant aux mesures de phosphorescence (figure 7). L'énergie d'excitation doit donc être ajustée de manière à obtenir un compromis entre l'intensité de phosphorescence et l'apport calorifique au milieu.

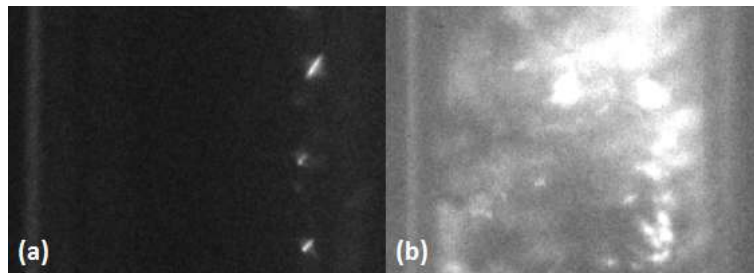


Figure 7: Ebullition locale du mélange éthanol-acétone lors de l'excitation périodique d'un tube de quartz SUPRASIL<sup>®</sup> (3 mm) par un laser Nd :YAG 266 nm de puissance moyenne (a)  $1 \text{ kW/m}^2$  (b)  $15 \text{ kW/m}^2$ .

## 5. Conclusions et perspectives

Un rapide état de l'art de l'application des techniques de fluorescence et de phosphorescence à différentes configurations statiques et écoulements est réalisé afin d'identifier les principales potentialités offertes par ces techniques. Il apparaît qu'il est possible de mesurer des champs de vitesse et de température simultanément et de manière non-invasive. Cependant, aucune application des techniques de luminescence à des écoulements diphasiques à saturation en canaux n'est reportée. Une application de MTV à un écoulement diphasique à saturation en minicanal est étudiée afin d'identifier les enjeux majeurs que représente l'adaptation des techniques de luminescence dans de telles configurations. Les choix du traceur, du matériau du tube et de l'excitation sont discutés, et les contraintes majeures sont identifiées.

## Références

- [1] J. Sakakibara and R. J. Adrian. Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence. *Exp. Fluids*, 26(1-2) :7–15, 1999.
- [2] H. J. Kim, K. D. Kihm, and J. S. Allen. Examination of ratiometric laser induced fluorescence thermometry for microscale spatial measurement resolution. *Int. J. Heat. Mass. Transf.*, 46(21) :3967–3974, 2003.
- [3] De Huang and Hui Hu. Molecular tagging thermometry for transient temperature mapping within a water droplet. *Opt. Lett., OL*, 32(24) :3534–3536, 2007.
- [4] Hui Hu and Zheyang Jin. An icing physics study by using lifetime-based molecular tagging thermometry technique. *Int. J. Multiph. Flow*, 36(8) :672–681, 2010.
- [5] J. Coppeta and C. Rogers. Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behavior measurements. *Exp. Fluids*, 25(1) :1–15, 1998.
- [6] A. C. Jones, M. Millington, J. Muhl, J. M. De Freitas, J. S. Barton, and G. Gregory. Calibration of an optical fluorescence method for film thickness measurement. *Meas. Sci. Technol.*, 12(5) :N23, 2001.
- [7] Jun Sakakibara, Koichi Hishida, and Masanobu Maeda. Measurements of thermally stratified pipe flow using image-processing techniques. *Experiments in Fluids*, 16(2) :82–96, 1993.
- [8] K. Hishida and J. Sakakibara. Combined Planar laser-induced fluorescence-particle image velocimetry technique for velocity and temperature fields. *Experiments in Fluids*, 29 :S129–S140, 2000.
- [9] C. P. Gendrich, M. M. Koochesfahani, and D. G. Nocera. Molecular tagging velocimetry and other novel applications of a new phosphorescent supramolecule. *Exp. Fluids*, 23(5) :361–372, 1997.



- [10] B. Stier and M. M. Koochesfahani. Molecular Tagging Velocimetry (MTV) measurements in gas phase flows. *Exp. Fluids*, 26(4) :297–304, 1999.
- [11] Christoph S. Garbe, Karsten Roetmann, Volker Beushausen, and Bernd Jähne. An optical flow MTV based technique for measuring microfluidic flow in the presence of diffusion and Taylor dispersion. *Exp Fluids*, 44(3) :439–450, 2008.
- [12] D. G. Bohl, M. M. Koochesfahani, and B. J. Olson. Development of stereoscopic molecular tagging velocimetry. *Exp. Fluids*, 30(3) :302–308, 2001.
- [13] Paul M. Danehy, Sean O’, Byrne, A. Frank P. Houwing, Jodie S. Fox, and Daniel R. Smith. Flow-Tagging Velocimetry for Hypersonic Flows Using Fluorescence of Nitric Oxide. *AIAA Journal*, 41(2) :263–271, 2003.
- [14] Manuel Kühni, R. Storace, Patrizio Vena, Cédric Galizzi, Cyril Mauger, and Dany Escudié. Simultaneous optical diagnostic velocity and scalar field by molecular tagging technique. 8th European Combustion Meeting (Dubrovnik, Croatia).
- [15] S. L. Thomson and D. Maynes. Spatially Resolved Temperature Measurements in a Liquid Using Laser Induced Phosphorescence. *J. Fluids Eng*, 123(2) :293–302, 2001.
- [16] H. Hu and M. M. Koochesfahani. A novel technique for quantitative temperature mapping in liquid by measuring the lifetime of laser induced phosphorescence. *J Vis*, 6(2) :143–153, 2003.
- [17] Hui Hu and Manoochehr M. Koochesfahani. Molecular tagging velocimetry and thermometry and its application to the wake of a heated circular cylinder. *Meas. Sci. Technol.*, 17(6) :1269, 2006.
- [18] Hui Hu and Manoochehr Koochesfahani. Molecular Tagging Techniques for Micro-Flow and Micro-Scale Heat Transfer Studies. pages 419–431, 2009.
- [19] Manoochehr Koochesfahani, Richard Cohn, Colin MacKinnon, and Manoochehr Koochesfahani. Simultaneous whole-field measurements of velocity and concentration fields using a combination of MTV and LIF. *Meas. Sci. Technol.*, 11(9) :1289, 2000.
- [20] Brian Douglas Ritchie. *Quantitative acetone PLIF measurements of jet mixing with synthetic jet actuators*. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, 2006.
- [21] G. Castanet, C. Maqua, M. Orain, F. Grisch, and F. Lemoine. Investigation of heat and mass transfer between the two phases of an evaporating droplet stream using laser-induced fluorescence techniques : Comparison with modeling. *Int. J. Heat. Mass. Transf.*, 50(17–18) :3670–3683, 2007.
- [22] C. Maqua, V. Depredurand, G. Castanet, M. Wolff, F. Lemoine. Composition measurement of bicomponent droplets using laser-induced fluorescence of acetone *Exp. Fluids*, 43(6) :979–992, 2007.
- [23] V. Depredurand, P. Miron, A. Labergue, M. Wolff, G. Castanet, F. Lemoine. A temperature-sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating fuel droplets *Meas. Sci. Technol.*, 19(10), 2008.
- [24] A two-color planar LIF technique to map the temperature of droplets impinging onto a heated wall P. Dunand, G. Castanet, F. Lemoine *Exp. Fluids*, 52(4) :843–856, 2012.
- [25] Thao T. Tran. *Acetone Planar Laser-Induced Fluorescence and Phosphorescence for Mixing Studies of Multiphase Flows at High Pressure and Temperature*. ProQuest, 2008.
- [26] Bruno Frackowiak, Alain Strzelecki, and Gérard Lavergne. A liquid–vapor interface positioning method applied to PLIF measurements around evaporating monodisperse droplet streams. *Exp Fluids*, 46(4) :671–682, 2009.
- [27] Alexandros Charogiannis and Frank Beyrau. Laser induced phosphorescence imaging for the investigation of evaporating liquid flows. *Exp Fluids*, 54(5) :1518, 2013.
- [28] David Fogg, Milnes David, and Kenneth Goodson. Non-invasive measurement of void fraction and liquid temperature in microchannel flow boiling. *Exp Fluids*, 46(4) :725–736, 2009.
- [29] D. Schubring, A. C. Ashwood, T. A. Shedd, and E. T. Hurlburt. Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Part I : Methods and data. *Int. J. Multiph. Flow*, 36(10) :815–824, 2010.
- [30] Marco Milan. Characterization of Annular Two-Phase Down Flow Using Non Intrusive Optical Techniques for Flow Patterns, Entrainment, Film Thickness and Velocity Profile. 2012.
- [31] P. S. C. Farias, F. J. W. A. Martins, L. E. B. Sampaio, R. Serfaty, and L. F. A. Azevedo. Liquid film characterization in horizontal, annular, two-phase, gas–liquid flow using time-resolved laser-induced fluorescence. *Exp Fluids*, 52(3) :633–645, 2012.
- [32] S. V. Alekseenko, V. A. Antipin, V. V. Guzanov, S. M. Kharlamov, and D. M. Markovich. Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers. *Phys. Fluids*, 17(12) :121704, 2005.
- [33] Sergey Alekseenko, Andrey Cherdantsev, Mikhail Cherdantsev, Sergey Isaenkov, Sergey Kharlamov, and Dmitry Markovich. Application of a high-speed laser-induced fluorescence technique for studying the three-dimensional structure of annular gas–liquid flow. *Exp. Fluids*, 53(1) :77–89, 2012.
- [34] Shigeo Hosokawa, Takayuki Fukunaga, and Akio Tomiyama. Application of photobleaching molecular tagging velocimetry to turbulent bubbly flow in a square duct. *Exp Fluids*, 47(4-5) :745, 2009.
- [35] Antonio Lozano. Laser-Excited Luminescent Tracers for Planar Concentration Measurements in Gaseous Jets. *Ph.D. Thesis*, 1992.
- [36] Alexandros Charogiannis, Jae Sik An, and Christos N. Markides. A simultaneous planar laser-induced fluorescence, particle image velocimetry and particle tracking velocimetry technique for the investigation of thin liquid-film flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 68 :516–536, 2015.

# Etude numérique d'un cycle complet fusion-solidification pour un matériau à changement de phase

Aina RAKOTONDRANDISA<sup>1\*</sup>, Ionut DANAILA<sup>1</sup> et Luminita DANAILA<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Mathématiques Raphaël Salem

<sup>2</sup>CORIA, CNRS UMR 6614

Université de Rouen Normandie

Avenue de l'Université, 76801 Saint-Étienne-du-Rouvray

\*(auteur correspondant : aina.rakotondrandisa@etu.univ-rouen.fr)

**Résumé** Dans cette étude nous présentons la simulation d'un cycle de fonctionnement d'un matériau à changement de phase (MCP) n-octadecane qui est largement utilisé pour des applications dans le bâtiment à cause de sa température de fusion avoisinant les 28°C. Nous analysons le comportement du MCP dans le cas d'une re-solidification après une fusion partielle (50% du PCM a fondu). Le système numérique prend en compte la convection naturelle dans la partie liquide, ainsi que la présence d'une zone de mélange entre les deux phases. Nous utilisons une approche mono-domaine basée sur un modèle d'enthalpie combiné avec le modèle de Carman-Kozeny, qui permet d'annuler la vitesse dans la partie solide.

## Nomenclature

$c$	Chaleur spécifique, J/(kg K)	$t$	Temps adimensionné
$C$	Chaleur spécifique adimensionnée	$T$	Température, K
$C_{CK}$	Constante de Carman-Kozeny	$\mathbf{u}$	Vecteur vitesse, m/s
$f_B$	Force de flottabilité adimensionnée	$\mathbf{x}$	Coordonnées spatiales, m
$Fo$	Nombre de Fourier	<i>Symboles grecs</i>	
$g$	Accélération gravitationnelle, m/s <sup>2</sup>	$\alpha$	Diffusivité thermique, m <sup>2</sup> /s
$h$	Hauteur de la cavité, m	$\beta$	Coefficient de dilatation thermique, 1/K
$H$	Enthalpie, J/kg	$\mu$	Viscosité dynamique, kg/(m s)
$k$	Conductivité thermique, W/(m K)	$\nu$	Viscosité cinématique, m <sup>2</sup> /s
$K$	Conductivité thermique adimensionnée	$\rho$	Masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$L$	Chaleur latente de fusion, J/kg	$\theta$	Température adimensionnée
$Re$	Nombre de Reynolds	$\tau$	Temps adimensionné
$Pr$	Nombre de Prandtl	<i>Indices et exposants</i>	
$Ra$	Nombre de Rayleigh	$ref$	Valeur de référence
$Ste$	Nombre de Stefan	$sol, liq$	Solide, liquide
$Nu$	Nombre de Nusselt	$hot, cold$	Chaud, froid
$p$	Pression, N/m <sup>2</sup>		

## 1. Introduction

Pour limiter les dépenses énergétiques de chauffage et de climatisation dans les bâtiments, des matériaux usuels (bétons, plâtre) de fortes épaisseurs (40 cm à 60 cm) sont requis rien que pour les cycles journaliers. Les désagréments liés à ces épaisseurs (ex : charge mécanique, encombrement) ont conduit à l'étude d'autres matériaux. Les Matériaux à Changement de Phase (MCP) offrent la possibilité d'emmagasiner et de restituer une forte quantité de chaleur au moment de leur changement de phase : au-dessus d'une certaine température caractéristique ils se liquéfient en absorbant la chaleur extérieure et la restituent lorsque la température baisse.

L'utilisation du changement de phase permet tout à la fois de stocker et restituer la chaleur mais aussi de limiter les changements de températures superficielles des parois, ce qui favorise le confort des occupants, et d'utiliser des plaques/blocs d'épaisseurs plus usuelles. Pour contenir la phase liquide du MCP, ceux-ci sont empaquetés/mélangés/encapsulés dans un milieu solide dénommé "matrice". Notre étude contribue à la compréhension du fonctionnement de tels murs.

Dans cette étude nous présentons la simulation d'un MCP n-octadecane qui est largement utilisé pour des applications dans le bâtiment à cause de sa température de fusion avoisinant les 28°C. Ascione et. al, ainsi que d'autres auteurs [1, 2, 3] ont étudié la re-solidification du matériau durant la nuit et ont mis en évidence la différence importante entre le temps caractéristique de fusion et de solidification, et les conséquences sur l'efficacité du matériau.

Nous simulons numériquement un cycle complet fusion-solidification, en prenant en compte la convection naturelle dans la partie liquide, ainsi que la présence d'une zone de mélange entre les deux phases. Nous utilisons un modèle mono-domaine en résolvant le même système d'équations dans la partie liquide et la partie solide : les équations de Navier-Stokes incompressibles avec l'approximation de Boussinesq. Pour ramener la vitesse à zéro dans les cellules solides, nous utilisons le modèle de Carman-Kozeny [4] qui introduit un terme de pénalisation dans les équations de quantité de mouvement. Dans l'équation de l'énergie, le changement de phase est modélisé par un modèle d'enthalpie [4, 6, 8]. La spécificité de notre code est d'utiliser un maillage adaptatif en raffinant uniquement dans les zones d'intérêt où des variations brusques des coefficients sont observées, notamment au niveau de l'interface solide-liquide. La discrétisation spatiale est basée sur les éléments finis P<sub>2</sub>-P<sub>1</sub> de Taylor-Hood [5], et la discrétisation temporelle utilise un schéma implicite d'ordre deux (GEAR) [6].

Nous analysons le comportement du MCP pour une re-solidification après une fusion partielle (50% du PCM a fondu). Nous présentons une analyse détaillée de l'évolution temporelle et spatiale de l'interface solide-liquide ainsi que du nombre de Nusselt. Nous évaluons enfin les implications pratiques des résultats obtenus pour l'optimisation d'un cycle de fonctionnement d'un MCP de ce type.

## 2. Modèle mathématique et système numérique

Nous utilisons le modèle d'enthalpie proposé par Voller et al. [4]. La conservation de l'énergie est écrite sous la forme :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \nabla \cdot (H\mathbf{u}) - \nabla \cdot \left( \frac{k}{\rho} \nabla T \right) = 0, \quad (1)$$

avec  $\rho$  la masse volumique (supposée constante) et l'enthalpie  $H$  donnée par la somme de la chaleur sensible ( $cT$ ) et de la chaleur latente ( $cs$ ) :

$$H = c(T + s). \quad (2)$$

L'idée principale derrière le modèle d'enthalpie consiste à définir le changement de phase dans une zone de mélange définie par un intervalle de température  $[T_f - \varepsilon; T_f + \varepsilon]$  autour de la température de fusion  $T_f$  [4]. Une amélioration du modèle numérique serait la prise en compte du phénomène de surfusion pouvant avoir lieu dans le MCP comme il a été indiqué par Yehya et. al [7]. Théoriquement, le terme  $s$  dans (2) est décrit par une fonction de Heaviside qui vaut 0 dans le solide et une grande valeur dans le liquide, avec  $cs = L$ , la chaleur latente de fusion. Dans la pratique, une régularisation de  $s(T)$  est généralement utilisée au niveau de la zone de mélange (fonction linéaire ou en tangente hyperbolique, voir plus bas).

En combinant les équations (1) et (2), la conservation de l'énergie devient :

$$\frac{\partial (cT)}{\partial t} + \nabla \cdot (cT\mathbf{u}) - \nabla \cdot \left( \frac{k}{\rho} \nabla T \right) + \frac{\partial (cs)}{\partial t} + \nabla \cdot (cs\mathbf{u}) = 0. \quad (3)$$

Observons que le terme de transport  $\nabla \cdot (cs\mathbf{u})$  est nul dans la phase solide ( $s = 0$ ) et également dans la phase liquide ( $\nabla \cdot (cs\mathbf{u}) = L \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ ). Il apporte une contribution dans l'éq. (3) seulement pour la zone de mélange, où  $s(T)$  varie fortement, mais cette contribution peut être négligée, car la vitesse est très faible dans cette zone.

Le mouvement du fluide est régi par la loi de conservation de la masse :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (4)$$

et la conservation de la quantité de mouvement (on suppose que la densité est constante) :

$$\rho_{liq} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho_{liq} (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p - \mu_{liq} \Delta \mathbf{u} - \rho_{liq} g \mathbf{e}_y = 0. \quad (5)$$

Afin de pouvoir comparer nos résultats avec les données expérimentales, les équations sont adimensionnées en effectuant le changement d'échelle suivant :

$$\mathbf{x} \rightarrow \frac{\mathbf{x}}{h}, \quad \mathbf{u} \rightarrow \frac{\mathbf{u}}{V_{ref}}, \quad \theta = \frac{T - T_f}{\delta T}, \quad t \rightarrow \frac{t}{h/V_{ref}}, \quad (6)$$

Les valeurs de référence sont :  $h$ , la hauteur de la cavité,  $T_f$ , la température de fusion, et  $\delta T = T_{hot} - T_{cold}$  la différence de température entre la paroi chaude et la paroi froide. On obtient ainsi le système d'équations adimensionnées :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla p - \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u} - A(\theta) \mathbf{u} - f_B(\theta) \mathbf{e}_y = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial (C\theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (C\theta\mathbf{u}) - \nabla \cdot \left( \frac{K}{RePr} \nabla \theta \right) + \frac{\partial (CS)}{\partial t} = 0, \quad (9)$$

avec  $C = c_{sol}/c_{liq}$ ,  $K = k_{sol}/k_{liq}$ ,  $S = s/\delta T$ , et les nombres sans dimension, Reynolds ( $Re$ ), Prandtl ( $Pr$ ), Rayleigh ( $Ra$ ), et Stefan ( $Ste$ ) :

$$Re = \frac{V_{ref} h}{\nu_{liq}}, \quad Pr = \frac{\nu_{liq}}{\alpha_{liq}}, \quad Ra = \frac{g \beta h^3 \delta T}{\nu_{liq} \alpha_{liq}}, \quad Ste = \frac{c \delta T}{L}. \quad (10)$$

Nous supposons que la densité ne varie pas entre la phase solide et la phase liquide et nous utilisons une fonction plus régulière pour décrire la variation de  $S$  à travers la zone de mélange [8] :

$$S(\theta) = S_{liq} + \frac{S_{sol} - S_{liq}}{2} \left\{ 1 + \tanh \left( \frac{\theta_f - \theta}{\varepsilon} \right) \right\}, \quad (11)$$

avec  $S_{sol} = 0$  et  $S_{liq} = 1/Ste$ .

Dans l'équation de quantité de mouvement (8),  $f_B$  est le terme de flottabilité qui est obtenu en appliquant l'hypothèse de Boussinesq pour approcher le terme  $\rho_{liq} g$  dans (5) :

$$f_B(\theta) = \frac{Ra}{Pr Re^2} \theta. \quad (12)$$

Le terme de Carman-Kozeny  $A(\theta)$  est introduit dans (8) comme terme de pénalité permettant de ramener la vitesse à zéro dans le solide :

$$A(\theta) = -\frac{C_{ck}(1 - \lambda(\theta))^2}{\lambda(\theta)^3 + b}, \quad (13)$$

où  $\lambda$  est la porosité valant 1 dans le fluide et 0 dans le solide,  $b$  est un terme de pénalité pour éviter une division par 0 et  $C_{ck}$  est une constante qui prend une grande valeur. Avec ce modèle, l'équation (8) est valable dans les deux phases, solide et liquide (elle devient  $\mathbf{u} = 0$  dans la phase solide).

La discrétisation spatiale est basée sur les éléments finis de Taylor-Hood [5] ( $P_2$  pour la vitesse et  $P_1$  pour la pression). La discrétisation temporelle utilise un schéma d'ordre deux (schéma GEAR ou BDF2 [6]) :

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{3\mathbf{u}^{n+1} - 4\mathbf{u}^n + \mathbf{u}^{n-1}}{2\delta t}.$$

Après une discrétisation implicite (tous les termes sont considérés à l'instant  $n + 1$ ), le système d'équations non-linéaires (7) à (9) est résolu par un algorithme de Newton : à chaque pas de temps, la discrétisation se ramène à un problème de type Stokes généralisé, dans lequel la conservation de la masse est prise en compte par une méthode de pénalisation [8, 9]. On résout donc un système couplé, formé par les équations de quantité de mouvement et l'équation de continuité. La présence de forts gradients à l'interface solide-liquide nécessite un maillage fin : l'avantage de notre code de calcul, basé sur FreeFem++ [10], est de pouvoir effectuer une adaptation de maillage à chaque pas de temps au niveau des zones d'intérêt, en permettant ainsi d'optimiser le temps de calcul.

### 3. Résultats

#### 3.1. Fusion partielle

Nous considérons un domaine carré (bidimensionnel),  $[0, 1] \times [0, 1]$ , rempli d'un MCP octadécane. L'adimensionnement suivant, généralement utilisé pour la simulation des phénomènes de convection, est appliqué pour la vitesse :

$$V_{ref} = \frac{\nu_{liq}}{h} \Rightarrow t_{ref} = \frac{\nu_{liq}}{h^2} \Rightarrow Re = 1. \quad (14)$$

Le matériau est initialement solide, à température  $\theta_0 = \theta_c = -0.01$ , inférieure à la température de fusion ( $\theta_f = 0$ ). La frontière gauche est chauffée et maintenue à une température constante  $\theta_{hot} = 1$ . Le côté droit est maintenu à une température constante (température du solide  $\theta_{cold} = -0.01$ ) et les frontières horizontales sont adiabatiques. La zone de mélange entre la partie solide et la partie liquide est définie pour  $\theta \in [-\varepsilon, \varepsilon]$ , avec  $\varepsilon = 0.01$ . Les paramètres physiques sont :  $Ra = 3.27 \cdot 10^5$ ,  $Pr = 56.2$ ,  $Ste = 0.045$ .

Afin de valider le modèle numérique proposé dans la section précédente, nous comparons nos résultats avec le résultat expérimental d'Okada [11] et les simulations de Wang et al. [12] et de Danaila et al. [8], utilisant des méthodes numériques différentes pour la prise en compte de la phase solide.

La Figure 1 représente l'évolution de la fusion du MCP au temps  $t = 78.7$ . Le champ de température et les lignes de courant dans la partie liquide sont représentés sur la Figure 1(a).

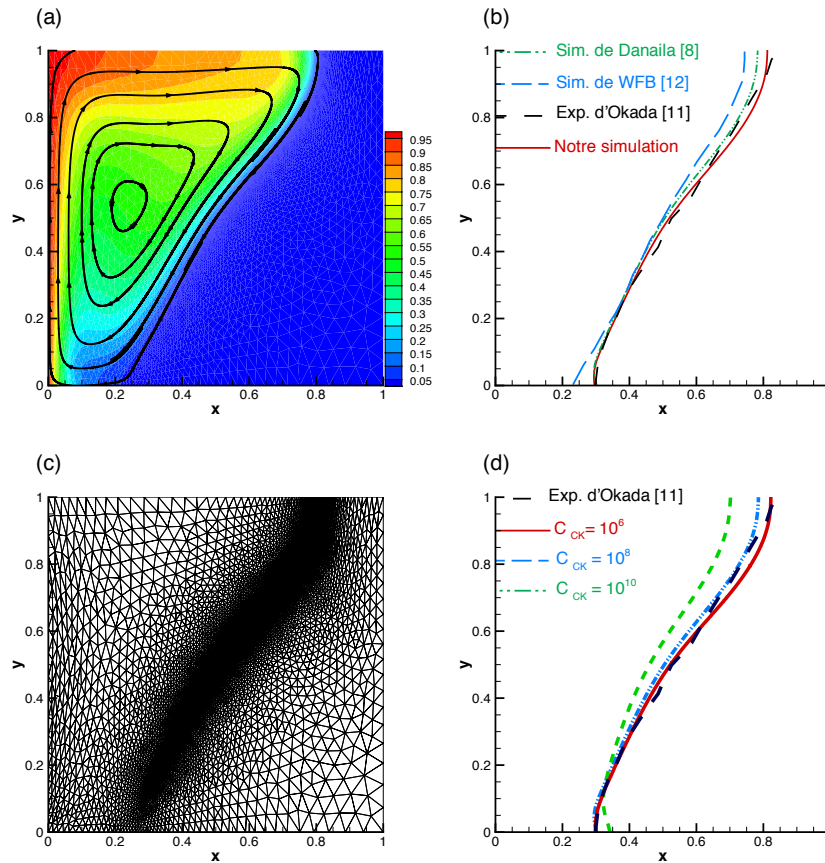


Figure 1 : Fusion d'un MCP (octadecane) à l'instant  $t = 78.7$ . (a) Champ de température ( $\theta$ ) et lignes de courant dans la partie liquide. (b) Position de l'interface liquide-solide ( $\theta = 0$ ) et comparaison avec les résultats expérimentaux [11] et numériques [12, 8]. (c) Maillage adapté, avec des éléments finis triangulaires. (d) Influence de la valeur de la constante de Carman-Kozeny  $C_{CK}$  sur la position de l'interface solide-liquide.

Le maillage est raffiné initialement près de la frontière chaude et est adapté à chaque pas de temps, permettant ainsi d'avoir une précision optimale de la position de l'interface liquide-solide, proche du résultat expérimental d'Okada [11] présenté sur la Figure 1(b). Le maillage adapté est reporté sur la Figure 1(c). La constante de Carman-Kozeny  $C_{CK}$  de l'équation (13) est fixée à  $10^6$  comme il est illustré sur la Figure 1(d). Kheirabadi et al. [13] ont montré l'influence de la valeur de cette constante sur le calcul de la position de l'interface liquide-solide, ce qui est confirmé par la Figure 1(d). Nous remarquons que plus la valeur de  $C_{CK}$  augmente, plus la fusion est ralentie, ce qui est cohérent avec le modèle, car une augmentation de  $C_{CK}$  dans l'équation de quantité de mouvement freine le fluide et réduit par conséquent le transfert de chaleur dans la zone de mélange.

Dans la Figure 2(a), nous comparons l'évolution temporelle du nombre de Nusselt sur la frontière gauche,  $Nu = \int_0^1 \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_{x=0} dy$ , avec la corrélation de Jany et al. [14] :

$$Nu(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\tau}} + \left[ c_1 Ra^{1/4} - \frac{1}{\sqrt{2\tau}} \right] \left[ 1 + (c_2 Ra^{3/4} \tau^{3/2})^n \right]^{1/n}, \quad (15)$$

avec  $c_1 = 0.27$ ,  $c_2 = 0.0275$ , et  $n = -2$ .

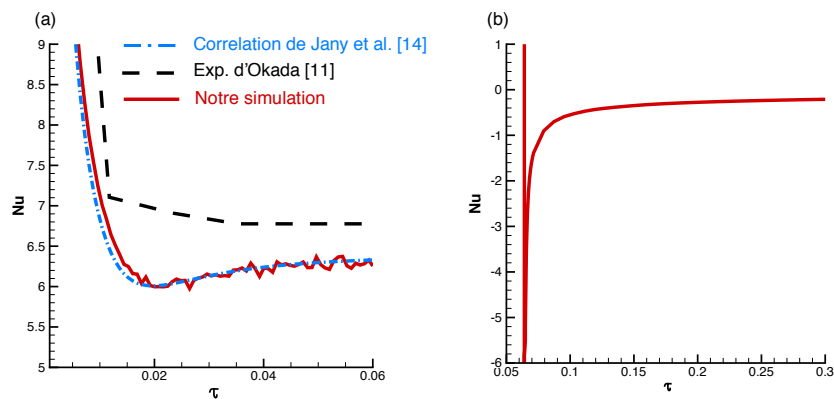


Figure 2 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction du temps. (a) Fusion. Comparaison avec le résultat expérimental de [11] et la corrélation (15) de [14]. (b) Solidification.

Dans l'équation (15), le temps adimensionné  $\tau$  a été défini comme dans [14] :

$$\tau = Ste \cdot Fo, \quad (16)$$

avec  $Fo$  le nombre de Fourier :

$$Fo = \frac{\alpha t_{phys}}{h^2}. \quad (17)$$

Le lien avec le temps adimensionné dans la simulation est :

$$\tau = Ste \cdot \frac{t}{Pr}. \quad (18)$$

Un bon accord de nos résultats avec les résultats expérimentaux d'Okada [11] et la corrélation de Jany et al. [14] est observé. On obtient une différence relative maximale de 12.2% avec les résultats expérimentaux d'Okada [11], et de 2.1% avec la corrélation de Jany et al. [14]. Par ailleurs, le point d'inflexion obtenu par la méthode numérique correspond à des variations du Nusselt très faibles, 8% à peu près, et la précision des mesures expérimentales ne permet pas de déceler de telles variations.

### 3.2. Solidification

Après la fusion partielle du MCP initial, nous imposons une température constante  $\theta_{cold} = -0.01 < \theta_f$  sur la frontière gauche, identique à celle de la frontière droite. Deux fronts solides se propagent des deux côtés. L'adaptation du maillage à chaque pas de temps permet de localiser avec précision la position des interfaces solide-liquide. Pour assurer la continuité avec les résultats présentés précédemment, nous présentons les résultats en fonction du temps  $\tau$  adimensionné défini par l'équation (16).

L'évolution de la solidification du MCP est illustrée sur la Figure 3. Un second front solide apparaît depuis la frontière gauche, mais ne se propage pas de façon rectiligne à cause des cellules de convection dans la partie liquide (Figure 3(b)). A partir du temps  $\tau = 2.463$  (Figure 3(c)), la configuration devient symétrique, ce qui suggère que la convection diminue et la conduction devient le phénomène dominant. Les deux fronts se rejoignent ensuite en formant une poche liquide sur la partie supérieure de la cavité (Figure 3(d)) avant que le matériau ne devienne totalement solide. La phase liquide disparaît complètement à partir du temps  $\tau = 3.8$ .

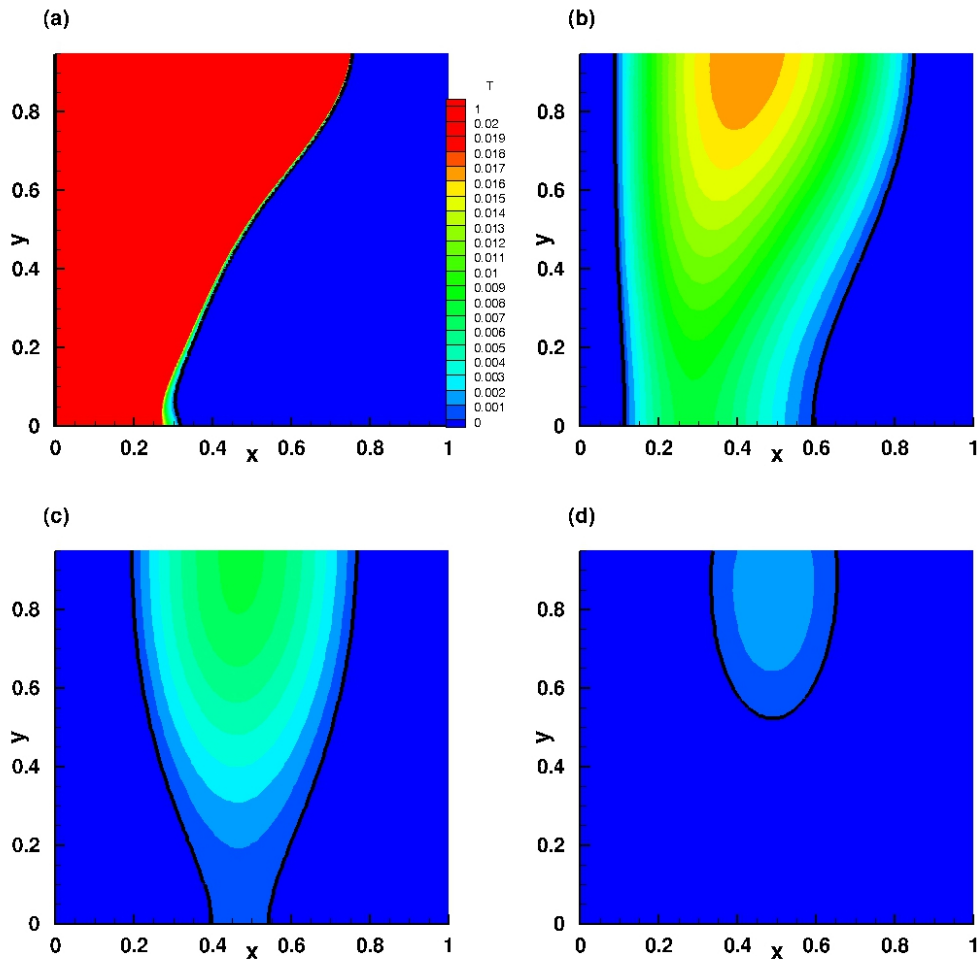


Figure 3 : Solidification d'un MCP après une fusion partielle représentée sur la Figure (a). Champs de température ( $\theta$ ) aux instants de temps :  $\tau = 0.063$  (a),  $0.863$  (b),  $2.463$  (c),  $3.263$  (d). La partie solide est représentée en bleu et correspond à  $\theta \leq \theta_f = 0$ . Le contour noir représente l'interface liquide-solide ( $\theta = 0$ ).

L'évolution du nombre de Nusselt sur la frontière gauche ( $x = 0$ ) durant la solidification est montrée sur la Figure 2(b). Après une diminution brusque, due à la variation des conditions aux limites, la valeur de  $Nu$  croît de façon monotone jusqu'à une valeur asymptotique qui reste négative. L'évolution très lente du processus et les valeurs de Nusselt durant la solidification indiquent un transfert de chaleur moins efficace par rapport à la fusion. Le temps caractéristique de solidification est largement supérieur au temps de fusion, montrant qu'une température ambiante (*i.e.*  $\theta_{cold}$  à la frontière droite) n'est pas suffisante pour solidifier efficacement le MCP. En effet, pour un temps de fusion  $t_{fus}$  de 80, un temps de solidification  $t_{solidif}$  de 4400 est nécessaire pour une solidification complète du MCP.

Imposer la température extérieure à la frontière gauche seule ne permet donc pas de solidifier complètement un MCP utilisé dans le bâtiment durant la nuit. Un apport d'air frais extérieur est souvent nécessaire pour équilibrer le temps de fusion et de solidification et améliorer l'efficacité du MCP [15].



## 4. Conclusion

Nous avons utilisé un schéma d'ordre deux en temps et une méthode d'éléments finis adaptatifs pour réaliser la simulation d'un cycle complet fusion-solidification d'un MCP n-octadecane. La méthode a été validée en comparant les résultats obtenus avec les résultats expérimentaux et analytiques présents dans la littérature. L'importance du choix de la constante de Carman-Kozeny a été montrée : la valeur de la constante peut modifier considérablement la position de l'interface liquide-solide. Les résultats numériques ont été utilisés pour analyser en détail les processus de fusion et de solidification, et d'extraire des paramètres quantitatives caractérisant les différents régimes de transfert de chaleur.

## Références

- [1] Ascione, F. Bianco, N. De Masi, R. F. de Rossi, F. Vanoli, G., Energy refurbishment of existing buildings through the use of phase change materials : Energy savings and indoor comfort in the cooling season, *Applied Energy*, 113 (2014) 990-1007.
- [2] S. E. Kalnæs, B. P. Jelle, Phase change materials and products for building applications : a state-of-the-art review and future research opportunities, *Energy and Buildings*, 94 (2015) 150-176.
- [3] N. Zhu, Z. Ma, S. Wang, Dynamic characteristics and energy performance of buildings using phase change materials : a review, *Energy Conversion and Management*, 50 (2009) 3169-3181.
- [4] V. R. Voller, M. Cross, N. C. Markatos, An enthalpy method for convection/diffusion phase change, *Int. J. for Num. Meth. in Eng.*, 24 (1987) 271-284.
- [5] C. Taylor, P. Hood, A numerical solution of the Navier-Stokes equations using the finite element technique, *Comput. Fluids*, 1 (1973) 73-100.
- [6] Y. Belhamadia, A. S. Kane, A. Fortin, An enhanced mathematical model for phase change problems with natural convection, *Int. J. Numer. Anal. Model.*, 3 (2012) 192-206 .
- [7] A. Yehya, H. Naji, L. Zalewski, Simulation numérique de la convection avec surfusion dans un matériau à changement de phase via la méthode de Boltzmann, *SFT*, (2015).
- [8] I. Danaïla, R. Moglan, F. Hecht, S. Le Masson, A Newton method with adaptive finite elements for solving phase-change problems with natural convection, *J. Comp. Physics*, 274 (2014) 826-840.
- [9] R. Temam, Navier-Stokes equations and Nonlinear Functional Analysis, *SIAM*, Philadelphia, (1983).
- [10] F. Hecht, New developments in Freefem++, *Journal of Numerical Mathematics*, 20 (2012) 251-266.
- [11] M. Okada, Analysis of heat transfer during melting from a vertical wall, *Int. J. of Heat and Mass Transf.*, 27 (1984) 2057-2066.
- [12] S. Wang, A. Faghri, T. L. Bergman, A comprehensive numerical model for melting with natural convection, *Int. J. of Heat and Mass Transf.*, 53 (2010) 1986-2000.
- [13] A. C. Kheirabadi, D. Groulx, The Effect of the Mushy-Zone Constant on Simulated Phase Change Heat Transfer, *Int. Symp. on Advances in Comp. Heat Transf.*, (2015)
- [14] P. Jany, A. Bejan, Scaling theory of melting with natural convection in an enclosure, *Int. J. of Heat and Mass Transf.*, 31(1988)1221-1235.
- [15] S. Wang, A. Faghri, T. L. Bergman, Numerical modeling of alternate melting and solidification, *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 58 (2010) 393-418.

## Remerciements

This project was co-financed by the European Union with the European regional development fund (ERDF, HN0002081) and by the Normandy Regional Council via the M2NUM project. The authors are grateful to CRIANN for providing computational resources (projects 2017005 and 2017010).



## Thème 5

# Transferts en milieux poreux

### Contents

---

Formation de l'eau liquide dans les couches de diffusion des piles à combustible de type PEMFC.	156
Modélisation d'écoulements en milieu poreux : modèle pour l'étude de l'influence de l'écoulement sur le stockage de chaleur par thermocline. . . . .	164
Études numérique et expérimentale des propriétés effectives de transferts thermique et de masse des mousses céramiques à pores ouverts . . . . .	172

---

# Formation de l'eau liquide dans les couches de diffusion des piles à combustible de type PEMFC.

Pierre CARRERE<sup>1</sup>, Marc PRAT<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, IMFT, Université de Toulouse, CNRS - Toulouse  
Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse, FRANCE

\*(auteur correspondant : marc.prat@imft.fr)

**Résumé** - Une bonne gestion de l'eau au sein des piles à combustible permet d'améliorer leur efficacité et leur durabilité. Dans ce but, comprendre la formation et le transport de l'eau est nécessaire. Les modèles numériques peuvent y contribuer. Ainsi, des modèles numériques précédents ont permis de décrire ce qu'il se passe avec succès pour un nombre limité de conditions de fonctionnement. Dans cet article un nouveau modèle plus général est présenté. Il est validé par comparaison avec des expériences de la littérature.

## Nomenclature

$a$	pas de réseau, m	<i>Symboles grecs</i>	
$c$	concentration molaire, mol.m <sup>-3</sup>	$\alpha$	densité de points d'injection
$D$	coefficient de diffusion, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	$\beta$	fraction d'eau sortant côté cathode
$F$	constante de Faraday, C	$\delta$	épaisseur, m
$h_r$	enthalpie de réaction, J.mol <sup>-1</sup>	$\eta$	critère de nucléation
$h_{lv}$	chaleur latente liquide-vapeur, J.mol <sup>-1</sup>	$\Phi$	flux de chaleur, W.m <sup>-2</sup>
$i$	densité de courant, A.m <sup>-2</sup>	$\lambda$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$l$	longueur, m	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	pression, Pa	$c$	région comprimée
$R$	constante des gaz parfaits, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$ch$	canal
$RH$	humidité relative	$d$	dent
$S_{lv}$	terme source de chaleur latente, W.m <sup>-3</sup>	$nc$	région non comprimée
$sat$	saturation d'eau	$pb$	plaque bipolaire
$T$	température, K	$\perp$	direction orthogonale
$U$	tension, V	//	direction transversale
$x_v$	fraction molaire de vapeur d'eau	*	coefficient effectif

## 1. Introduction

La pile à combustible à membrane échangeuse de protons (PEMFC) est aujourd'hui considérée comme une solution d'avenir pour la production d'énergie propre dans de multiples applications. Améliorer l'efficacité et la durabilité des piles sont aujourd'hui deux enjeux primordiaux en vue d'une commercialisation à grande échelle. La réaction se produisant au sein des piles à hydrogène peut se voir comme l'électrolyse inverse de l'eau. A partir d'oxygène contenu dans l'air et d'hydrogène, la réaction électrochimique dans la pile produit de l'eau, génère de l'électricité et dégage de la chaleur. Une des pistes pour améliorer l'efficacité et la durabilité des piles est de travailler sur une meilleure gestion de l'eau produite. Le but de la gestion de l'eau est de maintenir la membrane suffisamment humide tout en gênant le moins possible l'accès des gaz aux sites réactionnels. La couche de diffusion côté cathode est l'un des lieux critiques en matière de gestion de l'eau. Cette couche fibreuse est située entre les canaux d'alimentation en gaz réactif et la couche active où a lieu la réaction comme représenté en Figure 1.

Le transport de l'eau et des gaz réactifs sont deux phénomènes en compétition au sein de cette couche de diffusion. Dans un sens, l'eau produite doit sortir de la pile en traversant cette couche alors qu'en sens inverse le gaz réactif tente de se déplacer par diffusion jusqu'à la couche active. Afin de mieux gérer l'eau dans les piles, il est donc primordial de comprendre de manière précise comment l'eau se forme et se déplace dans la pile, en particulier au sein de la couche de diffusion côté cathode.

De nombreux travaux de recherche expérimentaux et numériques se sont intéressés à ce problème. Des expériences faisant appel à la radiographie à neutron [1] ou à la tomographie à rayons X [2, 3, 4, 5] ont en particulier permis d'observer la distribution de l'eau liquide au sein des différentes couches constituant la pile. Grâce aux observations expérimentales il a été possible d'émettre des hypothèses quant aux mécanismes responsables du transport de l'eau. Des modèles numériques correspondants ont alors été développés. Les résultats numériques sont en bon accord avec les observations expérimentales pour certaines conditions de fonctionnement. En revanche, ils ne permettent pas de décrire l'ensemble des conditions de fonctionnement.

Au vu du nombre d'applications et des conditions d'utilisation envisagées pour cette technologie, il est nécessaire d'arriver à comprendre la formation de l'eau et son transport dans une plus large gamme de conditions de fonctionnement. Le travail présenté dans cet article correspond ainsi au développement d'un modèle numérique plus général pouvant être utilisé sur une large gamme de conditions de fonctionnement.

## **2. Des observations expérimentales aux modèles numériques**

### **2.1. Scénario d'injection liquide de l'eau**

Chronologiquement il a d'abord été supposé que l'eau produite par la réaction électrochimique pénètre la couche de diffusion sous forme liquide. Cela conduit au scénario d'injection liquide où le transport de l'eau liquide dans un tel milieu fibreux hydrophobe est alors contrôlé par les forces capillaires. Ce scénario et les résultats numériques qui en découlent sont en bon accord avec ce qui peut être observé expérimentalement à basse température (30 °C à 40 °C). Ce scénario est caractérisé par la présence d'eau liquide dans toutes les régions de la couche de diffusion. A noter que dans les modèles correspondants aucun aspect thermique n'est généralement pris en compte.

### **2.2. Scénario de condensation**

Les observations in situ réalisées par Oberholzer et Boillat [1] lors du fonctionnement d'une pile opérant à une température de 80 °C, ce qui correspond à la température de fonctionnement standard, ont remis en cause la pertinence de ce premier scénario. En effet, il peut être observé que sous certaines conditions d'humidité relative des gaz réactifs et de densité de courant la couche de diffusion ne contient pas d'eau liquide. Cela invite à penser que l'eau produite pénètre en réalité la couche de diffusion à l'état de vapeur. Par ailleurs, l'observation de la distribution de l'eau pour d'autres conditions de fonctionnement à la même température met en évidence la présence d'eau liquide uniquement sous les dents de la plaque bipolaire. Cette eau liquide n'étant pas en contact avec l'entrée d'eau côté couche active, cela suggère donc que l'eau pénètre sous forme de vapeur, diffuse dans le milieu puis éventuellement condense si les conditions le permettent. Il faut dire qu'en réalité le champ de température n'est pas uniforme au sein de la couche de diffusion et que la région située au dessous des dents est la plus froide, ce qui est propice à la formation d'eau liquide par condensation. Afin de confirmer ces hypothèses,

un modèle basé sur ce scénario de condensation a été développé [6]. L'hypothèse majeure du modèle est de supposer que l'eau pénètre la couche de diffusion sous forme de vapeur. Dans ce modèle, les phénomènes de diffusion de la vapeur d'eau, de transfert de chaleur, de changement de phase et de transport de l'eau liquide sont simulés. La simulation des conditions expérimentales favorables à ce scénario ont été réalisées, ce qui a permis de valider le modèle et les mécanismes de formation et de transport de l'eau décrits.

### 2.3. Scénario d'injection mixte

La considération des deux scénarios précédents ne permet cependant pas de rendre compte de toutes les observations, c'est le cas par exemple lorsqu'on cherche à simuler le fonctionnement d'une pile à des températures intermédiaires. De même, à haute température, la considération du scénario de condensation ne conduit pas à de bons résultats lorsque la pile est alimentée par des gaz réactifs à très forte humidité. Dans un tel cas ( $T = 80\text{ °C}$ ,  $RH_{ch} = 100\%$ ,  $i = 0,75\text{ A.cm}^{-2}$ ) on observe expérimentalement la présence d'eau dans toutes les régions de la couche de diffusion [3] alors que le scénario de condensation prédit l'apparition d'eau sur toute la frontière avec la couche active, ce qui correspondrait à une submersion de la couche de diffusion. Pour rendre compte de ces situations, un scénario plus complexe doit être considéré. Les travaux présentés dans cet article résultent du développement de ce dernier scénario.

## 3. Modèle en réseau de pores d'injection mixte avec changement de phase

Il est aujourd'hui reconnu que l'une des techniques les mieux adaptées pour simuler le transport de l'eau liquide dans les couches de diffusion est de modéliser ce milieu sous forme de réseau de pores. Cette technique permet de simuler avec précision le transport multiphasique dans les milieux poreux minces où les forces capillaires contrôlent en grande partie le déplacement de la phase liquide.

### 3.1. Réseau de pore représentatif de la cellule unitaire de couche de diffusion

La cellule unitaire de couche de diffusion représente la couche de diffusion située côté cathode sous une dent centrale séparant de demi-canaux d'alimentation en gaz réactif comme illustré en Figure 1. Celle-ci est modélisée par un réseau de pores 3D. Les pores cubiques, séparés d'un espacement  $a$ , sont connectés les uns aux autres par des étroitures (constrictions) de section carrée comme représenté en Figure 1. Une géométrie de plaque bipolaire avec égalité des largeurs de dent et de canal est considérée ( $l_d = l_{ch} = 0,96\text{ mm}$ ). La couche fait une épaisseur  $\delta = 0,2\text{ mm}$ . Afin de réduire le temps de calcul, et après avoir vérifié que cela n'impactait pas le résultat, la troisième dimension de la cellule a été fixée à  $l_y = 0,8\text{ mm}$ . Le pas du réseau de pore ayant été fixé à  $a = 40\mu\text{m}$  dans chacune des trois directions, il faut donc générer un réseau constitué de  $48 \times 20 \times 5$  pores pour représenter la couche de diffusion.

Les distributions de taille des constrictions sont adaptées dans chaque direction pour représenter l'anisotropie du milieu poreux. Il a été reporté que l'alignement horizontal des fibres génère un milieu aux tailles de constrictions plus larges dans la direction de l'épaisseur que dans les directions transversales [7, 8]. Les distributions de taille de constrictions utilisées dans les simulations suivantes sont des distributions uniformes dans la gamme [ $10\ \mu\text{m}$  -  $18\ \mu\text{m}$ ] dans les directions transversales et [ $14\ \mu\text{m}$  -  $22\ \mu\text{m}$ ] dans la direction de l'épaisseur. En outre, la compression exercée par la dent modifie les tailles de pores. Des études expérimentales rapportent que les tailles de pores dans la direction de l'épaisseur ne sont pas ou peu impactées alors que l'effet n'est pas négligeable dans les directions transversales [9]. Cet effet de compression est

pris en compte en considérant que les tailles de constriction sont plus larges dans la région non comprimée que sous le canal. Les tailles de pores sont déterminées de sorte que la porosité du milieu considéré soit respectée.

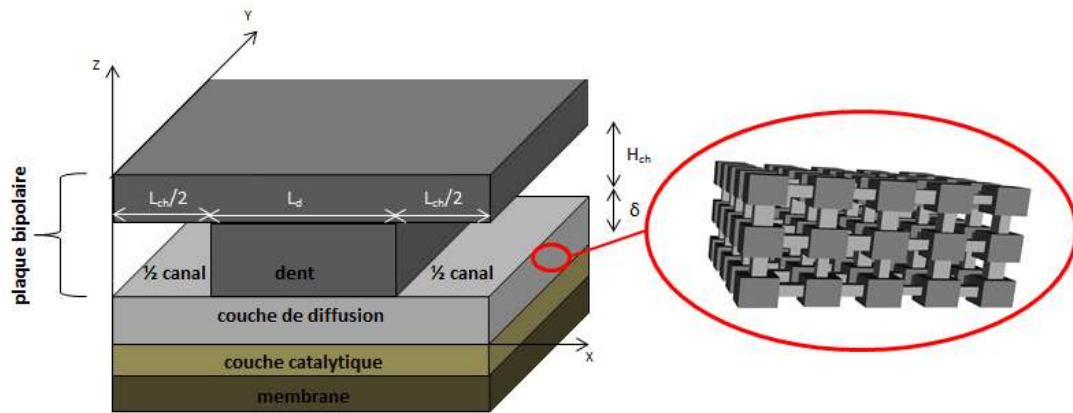


Figure 1 : Schéma de la cellule unitaire de couche de diffusion (gauche) et représentation d'un réseau de pore (droite)

### 3.2. Résolution des différents problèmes physiques

Le modèle d'injection mixte avec changement de phase prend en compte les mêmes phénomènes que le modèle de condensation en réseau de pores, à savoir la diffusion de la vapeur d'eau, le transfert de chaleur, le changement de phase et le transport d'eau liquide. Des conditions aux limites de périodicité sont imposées pour chacun des problèmes physiques aux extrémités de la cellule unitaire de couche de diffusion dans les directions transversales.

#### 3.2.1. Problème de diffusion de la vapeur d'eau

Le transport de la phase gazeuse, supposée être un mélange binaire d'air et de vapeur d'eau, est simulé en résolvant l'équation de Fick dans tout le domaine.

$$\nabla \cdot (D^* \cdot \nabla(c x)) = 0 \quad (1)$$

Le problème est résolu dans un milieu effectif pour lequel les coefficients de diffusion effectifs  $D^*$  sont définis dans chaque direction transversales et à travers l'épaisseur ainsi que dans chacune des régions comprimées et non comprimées. Les valeurs sont reportées dans le tableau 1.

A la frontière entre la couche de diffusion et la dent un flux nul est imposé. A la frontière entre la couche de diffusion et le canal, la fraction molaire de vapeur d'eau est imposée par la relation :

$$x_{v,ch} = \frac{RH_{ch} P_{v,sat}(T_{pb})}{P_{ref}} \quad (2)$$

A la frontière entre la couche de diffusion et la couche active différentes conditions peuvent être imposées. Dans le cas général, un flux de vapeur d'eau uniforme est appliqué comme condition aux limites. Celui-ci est égal à la quantité d'eau produite par la réaction électrochimique :

$$Q = \frac{\beta i}{2F} \quad (3)$$

En tout pore du réseau contenant de l'eau liquide, l'humidité relative est imposée à  $RH = 100\%$  de sorte que la fraction molaire de vapeur d'eau est définie par  $x_v = P_{v,sat}(T)/P_{ref}$ .

D	$\frac{D_{//nc}^*}{D}$	$\frac{D_{//c}^*}{D}$	$\frac{D_{\perp nc}^*}{D}$	$\frac{D_{\perp c}^*}{D}$
$m^2.s^{-1}$				
$2,27e^{-5}$	0,7	0,5	0,25	0,25

Tableau 1 : Coefficients effectifs de diffusion

### 3.2.2. Problème thermique

Le domaine considéré pour résoudre le problème est constitué de la plaque bipolaire (dent centrale et deux demi canaux) et de la couche de diffusion (voir Figure 1). La conduction thermique et la chaleur latente échangée par changement de phase sont pris en compte. L'équation de la chaleur en régime permanent est résolue par la méthode des volumes finis.

$$\nabla(\lambda \cdot \nabla(T)) = S_{lv} \quad (4)$$

Dans la couche de diffusion, la conductivité thermique est définie en chaque région et selon chaque direction. La conductivité est définie localement à l'échelle d'un volume de calcul pour représenter au mieux le milieu constitué de fluide et de fibre de carbone. La conductivité thermique locale dépend de la saturation locale en eau [10],

$$\lambda(sat) = \lambda_{sat=0} + (\lambda_{sat=1} - \lambda_{sat=0})sat \quad (5)$$

Les valeurs des conductivités thermiques en milieu sec sont reportées dans le tableau 2. A partir des résultats expérimentaux de Burheim et al. [10] l'écart ( $\lambda_{sat=1} - \lambda_{sat=0}$ ) est fixé égal à  $0,42 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Le terme source de chaleur latente est non nul uniquement dans les volumes incluant une interface liquide-vapeur. Il est alors défini par :

$$S_{lv} = h_{lv}cx_{net}^o \quad (6)$$

En haut de la plaque bipolaire la température est imposée à  $T_{pb}$ . A la frontière entre la couche de diffusion et la couche active, un flux uniforme de chaleur est imposé. Ce flux de chaleur correspond à la chaleur dégagée par la réaction électrochimique exothermique. Il est supposé que seulement 50% de cette chaleur dégagée se dirige côté cathode. Ce flux s'exprime :

$$0.5\Phi = 0.5 \left( \frac{h_r}{2F} - U \right) i \quad (7)$$

$\lambda_{dent}$	$\lambda_{canal}$	$\lambda_{//nc}$	$\lambda_{//c}$	$\lambda_{\perp nc}$	$\lambda_{\perp c}$
$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
150	0,027	4	6,64	0,25	0,25

Tableau 2 : Propriétés thermiques



### 3.2.3. Problème de transport de l'eau liquide

Le transport de l'eau liquide à travers le réseau de pore est contrôlé par les effets capillaires. Le milieu fibreux étant rendu hydrophobe par déposition de PTFE, ce transport est donc régi par les règles de percolation d'invasion.

### 3.3. Algorithme

1) Initialement la couche de diffusion est supposée sèche et l'eau est uniquement injectée sous forme gazeuse. Les champs de température  $T$  et de fraction molaire de vapeur  $x_v$  sont calculés, ce qui permet de déterminer le champ d'humidité relative  $RH$ .

2) Une fausse étape de nucléation est réalisée. Cette étape de nucléation consiste à identifier les pores où la nucléation peut se produire. Le critère de nucléation est :  $RH > \eta$  (généralement  $\eta = 1$ ) où  $RH$  est l'humidité relative calculée dans le pore. La nucléation se produit d'abord dans le pore de  $RH$  maximum. Cela signifie qu'une fraction de son volume devient liquide. Les champs de température et molaire sont alors actualisés. Si la nucléation peut se produire dans de nouveaux pores, alors celui de  $RH$  maximum est à son tour identifié comme lieu de la nucléation. Ceci est répété tant que des pores vérifient le critère de nucléation.

3) A la fin de cette première fausse étape de nucléation, on identifie les pores à la frontière couche de diffusion - couche active où la nucléation s'est produite. Parmi ces pores, une quantité (définie par la densité  $\alpha$ ) d'entre eux sont aléatoirement choisis pour devenir des points d'injection liquide alors que les pores non choisis restent gazeux mais l'humidité relative y est désormais fixée égale à  $RH = 100\%$ , où  $RH$  est l'humidité relative dans le pore considéré. Pour ce qui est des pores où il n'y a pas nucléation, ceux-ci restent des lieux d'injection de vapeur d'eau à flux molaire fixé par l'équation 3. A la fin de cette étape, les champs de température et de fraction molaire sont actualisés.

4) On réalise une vraie étape de nucléation comme défini en étape 2.

5) On réalise l'étape de grossissement des amas d'eau liquide. Les différents amas d'eau sont envahis simultanément. Après envahissement de chaque nouvel élément, les champs de température et de fraction molaire sont recalculés. On vérifie alors si des nucléations peuvent avoir lieu. Ceci est réalisé en boucle jusqu'à ce que chaque amas ait atteint un équilibre de condensation-évaporation. Cela signifie que le flux d'eau en phase vapeur venant se condenser sur l'amas est égal au flux d'eau liquide se vaporisant à partir de l'amas.

## 4. Validation du modèle d'injection mixte

La densité de points d'injection liquide  $\alpha$  est un nouveau paramètre introduit dans ce modèle qui doit être ajusté. Physiquement, ce paramètre permet de prendre en compte le rôle de la micro couche de diffusion. Cette couche aux pores très fins est située entre la couche de diffusion et la couche active. Son ajout permet d'assurer un meilleur échange au sein de la pile. En ce qui concerne le transport d'eau liquide, cette couche permet de définir des chemins préférentiels, ce qui évite la submersion de la couche de diffusion. Il en résulte que l'eau liquide pénètre la couche de diffusion en un nombre fini de points.

Afin d'ajuster  $\alpha$  et de valider le modèle d'injection mixte, un cas parmi les récentes expériences d'Eller et al. a été simulé [3] :  $T_{pb} = 80\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $RH_{ch} = 100\%$  et  $i = 0,75\text{ A.cm}^{-2}$ . La simulation est réalisée avec la structure anisotrope précédemment définie. C'est pour le cas  $\alpha = 20\%$  que la meilleure correspondance est obtenue entre résultats numériques et données expérimentales.

La Figure 2.a présente la distribution d'eau alors obtenue et la Figure 2.b compare le profil de saturation transversal obtenu numériquement aux données expérimentales. On note que l'on obtient de bons accords entre expérience et modèle numérique : à la fois qualitativement avec des évolutions de profil de saturation identiques mais aussi quantitativement avec des ordres de grandeurs de saturation dans chaque région similaires. L'évaluation de la contribution de chacun des phénomènes de transport d'eau dans ce cas précis permet d'établir que dans l'état d'équilibre 56 % de l'eau produite est injectée sous forme liquide. Cette eau choisit alors des chemins préférentiels dans toutes les régions de la couche de diffusion. La quantité d'eau produite restante est injectée sous forme de vapeur. Cette vapeur d'eau diffuse et condense dans la région la plus froide de la couche de diffusion, ce qui génère de fortes saturations en eau dans les couches de pores situées sous la dent centrale (voir Figure 2.a).

Pour cette valeur ajustée de  $\alpha$ , toutes les conditions considérées par Eller et al. ont été simulées [3]. Tout d'abord, pour la même température et densité de courant, l'humidité relative est cette fois-ci fixée à 80 %. Les résultats expérimentaux montrent alors que la couche de diffusion reste sèche. C'est aussi ce que prédit la simulation numérique. De plus, Eller et al. ont réalisé ces mêmes expériences avec une géométrie de plaque bipolaire spéciale, à savoir une plaque où les dents sont deux fois plus larges que les canaux. Cette cellule particulière a été simulée pour les mêmes conditions de fonctionnement. Pour cette géométrie à  $RH_{ch} = 80\%$  de l'eau liquide apparaît dans la couche de diffusion uniquement sous la dent. C'est aussi ce que prédit le modèle numérique. Enfin, la simulation de la géométrie spéciale avec  $RH_{ch} = 100\%$  prédit ce que les résultats expérimentaux ont montrés, à savoir la présence d'eau liquide dans toutes les régions de la couche de diffusion. La concordance entre ces quatre différentes observations expérimentales et leur résultats numériques respectifs permet de valider les mécanismes mis en jeu dans le transport de l'eau au sein d'une pile à combustible tels que considérés dans le modèle.

A noter que d'autres gammes de conditions de fonctionnement ont pu être testées avec ce modèle. A basse température (40 °C), la simulation des conditions expérimentales d'Eller et al. [2] donnent des résultats numériques semblables, à savoir la présence d'eau dans toute la couche de diffusion. Enfin, pour des températures alternatives, le modèle a donné des résultats cohérents avec ceux obtenus par Muirhead et al. à 60 °C à humidité relative de 100 % et à forte densité de courant  $i = 2,5 \text{ A.cm}^{-2}$  [5].

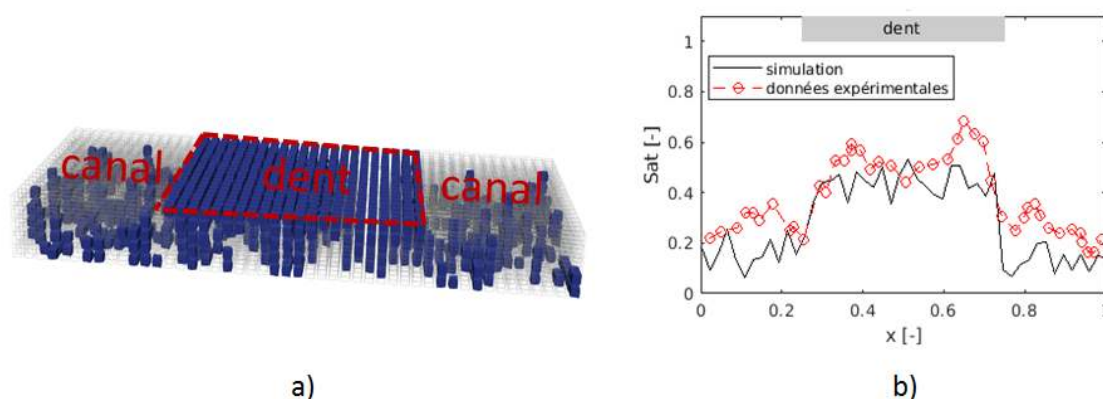


Figure 2 : Distribution d'eau a) et profil de saturation transversal b) pour le cas à géométrie basique :  $T_{pb} = 80 \text{ °C}$ ,  $i = 0,75 \text{ A.cm}^{-2}$ ,  $RH_{ch} = 100\%$

## 5. Conclusion

Un modèle d'injection mixte permettant de caractériser au mieux l'ensemble des mécanismes responsables de la formation et du transport de l'eau dans la couche de diffusion située à la cathode d'une pile à combustible a été développé. Sa validité a pu être vérifiée sur une gamme étendue de conditions de fonctionnements.

Ce modèle met en avant le fait que les mécanismes en jeu sont multiples et dépendent des conditions de fonctionnement. Il est aussi important de noter que la thermique joue un rôle prépondérant dans la formation et le transport de l'eau au sein de la couche de diffusion.

Ce modèle reste toutefois limité puisqu'il ne prend pas en compte l'ensemble des conditions de fonctionnement de la pile. Par exemple, il a été montré au travers des expériences d'Oberholzer et Boillat [1] que l'humidité relative du gaz réactif côté anode pouvait impacter la distribution d'eau côté cathode. Le modèle mérite donc d'être encore amélioré en étendant la cellule unitaire côté anode. Un tel modèle couplé permettra par ailleurs de décrire plus finement le champ de courant de densité qui n'est en réalité pas uniforme, ce qui impacte localement la production d'eau notamment.

## Références

- [1] Oberholzer, P., Boillat, P., Local Characterization of PEFCs by Differential Cells : Systematic Variations of Current and Asymmetric Relative Humidity. *Journal of the Electrochemical Society*, 161, F139–F152 (2013).
- [2] Eller, J. et al. Progress in In Situ X-Ray Tomographic Microscopy of Liquid Water in Gas Diffusion Layers of PEFC. *Journal of The Electrochemical Society*, 158, B963 (2011).
- [3] Eller, J., Roth, J., Marone, F., Stampanoni, M., Büchi, F. N., Operando Properties of Gas Diffusion Layers : Saturation and Liquid Permeability. *Journal of The Electrochemical Society* 164, F115–F126 (2017).
- [4] Chevalier, S. et al. In operando measurements of liquid water saturation distributions and effective diffusivities of polymer electrolyte membrane fuel cell gas diffusion layers. *Electrochimica Acta*, 210, 792–803 (2016).
- [5] Muirhead, D. et al. Simultaneous characterization of oxygen transport resistance and spatially resolved liquid water saturation at high-current density of polymer electrolyte membrane fuel cells with varied cathode relative humidity. *International Journal of Hydrogen Energy* (2017). doi :10.1016/j.ijhydene.2017.10.031
- [6] Straubhaar, B., Pauchet, J., Prat, M. Pore network modelling of condensation in gas diffusion layers of proton exchange membrane fuel cells. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102, 891–901 (2016).
- [7] Holzer, L. et al. Microstructure-property relationships in a gas diffusion layer (GDL) for Polymer Electrolyte Fuel Cells, Part I : effect of compression and anisotropy of dry GDL. *Electrochimica Acta*, 227, 419–434 (2017).
- [8] Lamibrac, A. et al. Characterization of Liquid Water Saturation in Gas Diffusion Layers by X-Ray Tomographic Microscopy. *Journal of The Electrochemical Society*, 163, F202–F209 (2016).
- [9] Zenyuk, I. V., Parkinson, D. Y., Connolly, L. G., Weber, A. Z. Gas-diffusion-layer structural properties under compression via X-ray tomography. *Journal of Power Sources*, 328, 364–376 (2016).
- [10] Burheim, O., Vie, P. J. S., Pharoah, J. G., Kjelstrup, S, Ex situ measurements of through-plane thermal conductivities in a polymer electrolyte fuel cell, *Journal of Power Sources*, 195, 249–256 (2010).

## Remerciements

This research was supported by the Project “PEMFC-SUDOE” -SOE1/P1/E0293 which is co-financed by the European Regional Development Fund in the framework of the Interreg Sudoe programme.

# Modélisation d'écoulements en milieu poreux : modèle pour l'étude de l'influence de l'écoulement sur le stockage de chaleur par thermocline.

G. Bellenot<sup>1, 2, 3</sup>, P. Marty<sup>1</sup>, F. Bentivoglio<sup>2</sup>

<sup>1</sup> : Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)

Université de Grenoble Alpes (UGA)

<sup>2</sup> : Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA) LITEN/STBH/SCTR/LST

<sup>3</sup> : Société ALSOLENTECH

**Résumé** – La distribution de fluide caloporteur est suspectée d'avoir un impact sur les performances d'un système de stockage de chaleur sensible en milieu poreux. Un modèle numérique, validé avec les résultats d'une installation expérimentale, est développé pour quantifier cet éventuel impact. L'utilisation future du modèle pour l'étude de la distribution de fluide est décrite.

## Nomenclature

### Lettres latines

<i>A</i>	Coefficient de viscosité de la corrélation de pertes de charge d'Ergun
<i>a</i>	Densité de surface d'échange, $m^2 \cdot m^{-3}$
<i>B</i>	Coefficient d'inertie de la corrélation de pertes de charge d'Ergun
<i>C<sub>p</sub></i>	Capacité thermique massique à pression constante, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
<i>D</i>	Diamètre de particule solide, m
<i>E</i>	Erreur entre numérique et expérimental
<i>g</i>	Accélération de la pesanteur, $m \cdot s^{-2}$
<i>H</i>	Hauteur, m
<i>h</i>	Coefficient d'échange thermique surfacique, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
<i>K</i>	Coefficient du terme convectif de l'équation de transport de scalaire
<i>L</i>	Longueur, m
<i>L<sub>c</sub></i>	Longueur caractéristique, m
<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt = $h * L_c / \lambda$
<i>N</i>	Nombre de particules
<i>p</i>	Pression, Pa
<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl = $\mu * C_p / \lambda$
<i>Re<sub>sup</sub></i>	Nombre de Reynolds superficiel = $\rho_f * u_{sup} * L_c / \mu$
<i>S</i>	Terme source d'énergie
<i>T</i>	Température, K
<i>t</i>	Temps, s
<i>u</i>	Vitesse physique du fluide au sein du milieu poreux, $m \cdot s^{-1}$

<i>u<sub>sup</sub></i>	Vitesse superficielle du fluide = $u * \varepsilon$ , $m \cdot s^{-1}$
<i>V</i>	Volume, $m^3$
<i>x</i>	Distance axiale, m
<i>X</i>	Fraction volumique de phase = $V_{si} / V_{tot}$

### Lettres grecques

<i>Γ</i>	Coefficient du terme diffusif de l'équation de transport de scalaire
<i>ε</i>	Porosité = $V_f / V_{tot}$
<i>θ</i>	Température adimensionnelle = $(T - T_{min}) / (T_{max,exp} - T_{min,exp})$
<i>λ</i>	Conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
<i>μ</i>	Viscosité dynamique, Pa.s
<i>ρ</i>	Masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
<i>τ</i>	Temps adimensionnel = $t / t_{tot}$
<i>φ</i>	Scalaire
<i>χ</i>	Distance adimensionnelle = $x / L_c$

### Indices et exposants

<i>l,s</i>	Relatif à une particule solide
<i>exp</i>	Relatif à l'expérimentation
<i>f</i>	Relatif au fluide
<i>gr</i>	Relatif au gravier
<i>max</i>	Maximum
<i>min</i>	Minimum
<i>num</i>	Relatif à la simulation numérique
<i>s</i>	Relatif au solide
<i>sa</i>	Relatif au sable
<i>si</i>	Relatif au solide « i » dans un poreux à multiple granulométrie
<i>tot</i>	Total

## 1. Introduction

Le stockage par thermocline consiste à maintenir dans un réservoir deux zones de température distinctes, séparées par une zone de transition fine. Lors de la charge, un fluide « chaud » est injecté et repousse la zone « froide » initialement présente, stockant la chaleur. Lors de la décharge, le procédé inverse a lieu.

Dans certaines applications dont celle étudiée ici, le réservoir est rempli par un solide poreux à travers duquel passe le fluide. Le solide concentre alors la majorité de la capacité de stockage thermique, le fluide ayant principalement un rôle de transporteur d'énergie. Cette technique permet de réduire la quantité de fluide caloporteur, souvent cher ; elle peut être améliorée en utilisant au moins deux tailles de particules solides, de diamètres moyens séparés par un ordre de grandeur (quelques centimètres pour du gravier et quelques millimètres pour du sable par exemple), réduisant la porosité, donc la quantité de fluide.

La littérature semble généralement considérer qu'une distribution idéale est une distribution uniforme sur la section de passage [1], y compris un exemple de réalisation industrielle[2]. A l'inverse, une étude numérique récente[3] conclut qu'une distribution non homogène du fluide permet d'en améliorer les performances. On note qu'il existe peu d'études de l'influence réelle de la distribution sur les performances d'un stockage avec milieu poreux. Ce point est important puisque diverses études[4] montrent que la physique des stockages sur milieu poreux est dominée par l'échange fluide/solide, et non plus par les phénomènes convectifs et de conduction fluide comme pour les systèmes à thermocline sans solide, plus étudiés.

Le modèle numérique développé doit permettre de déterminer l'influence de la distribution du fluide sur les performances du stockage. Ce modèle est validé par comparaison avec les résultats expérimentaux de l'installation STONE (CEA – Grenoble) et est donc adapté à ses caractéristiques.

## 2. Matériel et méthodes

### 2.1. Physique du problème

#### 2.1.1. Cas physique de référence

Le cas physique servant de référence pour l'étude est celui de l'installation expérimentale STONE de Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) de Grenoble.

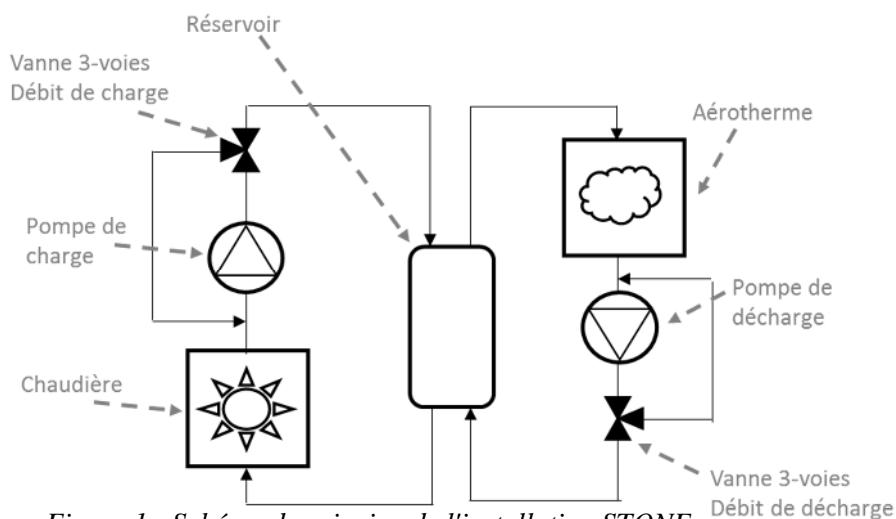


Figure 1 : Schéma de principe de l'installation STONE.

Cette boucle d'essais consiste en un réservoir cylindrique à fonds bombés, de diamètre 1m et d'une hauteur de 3m (hors fonds), rempli d'un milieu poreux et relié à deux circuits d'huile thermique pour la charge et la décharge de la chaleur.

La virole du réservoir est remplie d'un mélange de gravier et de sable, supposés sphériques et de diamètre moyen séparés par un ordre de grandeur. Le fluide caloporteur noyant l'ensemble du réservoir et des circuits de charge et de décharge est une huile thermique synthétique.

La température est mesurée en entrée et sortie du réservoir ; elle est également prise à différentes hauteurs du milieu poreux et en différents points à chaque hauteur, certains capteurs plongés dans le fluide, d'autres scellés dans les graviers (l'expérience[4] montre que la température du sable est assimilable à celle du fluide). Le débit de fluide est mesuré en entrée et sortie de réservoir. La vitesse n'est pas mesurable directement.

L'installation est prévue pour fonctionner à des températures comprises entre quelques centaines de degrés Celsius et la température ambiante, à pression atmosphérique et pour des vitesses de fluide de quelques millimètres par seconde, ceci correspond à des puissances de l'ordre de quelques dizaines de KW. Les temps de charge et de décharge valent une à trois heures.

### 2.1.2. Equations

L'évolution de l'état du système thermodynamique étudié se fait à travers la résolution des équations de conservation de Navier-Stokes, appliquées aux milieux poreux.

Equations de conservation de la masse pour le fluide :

$$\frac{\partial(\varepsilon * \rho_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon * \rho * \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement pour le fluide :

$$\frac{\partial(\varepsilon * \rho_f * \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon * \rho * \vec{u} * \vec{u}) = -\varepsilon \nabla p + \varepsilon * \rho * g + \varepsilon \left( \frac{\mu}{A} * \vec{u} + \frac{\rho}{B} * |\vec{u}| * \vec{u} \right) \quad (2)$$

Equations de conservation de l'énergie entre un fluide et « n » phases solides poreuses mélangées formant un milieu homogène isotrope (formulation en température) :

$$Cp_f * \frac{\partial(\varepsilon * \rho_f * T_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon * \rho_f * u * T_f) = \nabla \cdot (\varepsilon * \lambda * \nabla T_f) + \sum_i h_{f,si} * a_{f,si} * (T_{si} - T_f) \quad (3)$$

$$Cp_{si} * \frac{\partial(X_{si} * \rho_{si} * T_{si})}{\partial t} = \sum_{j \neq i} h_{sj,si} * A_{sj,si} * (T_{sj} - T_{si}) + h_{f,si} * a_{f,si} * (T_{si} - T_f) \quad (4)$$

Le terme de conduction n'est pas présent dans (4) car les solides sont supposés thermiquement mince et n'échangeant entre particules.

L'équation de conservation de l'énergie pour la paroi du réservoir de stockage n'est pas traitée, son influence thermique étant négligée.

### 2.1.3. Coefficients d'échange thermique

La corrélation développée par Wakao, Kagueli et Fuznakri (1979)[5] permet de calculer le coefficient d'échange thermique surfacique entre fluide et solide au sein d'un milieu poreux à granulométrie unique. Elle est utilisée pour l'échange entre le sable et le fluide.

$$h_{f,s} = Nu_{Wakao} * \lambda_f / D_s \quad (5)$$

$$Nu_{Wakao} = 2 + 1,1 * Re_{sup}^{0.6} \quad (6)$$

L'échange entre le fluide et le gravier est calculé selon la corrélation de Dixon, DiConstanzo et Soucy (1984)[6] selon les recommandations de Esence (2017)[4].

$$h_{f,gr} = Nu_{Dixon} * \lambda_f / D_{sable} \quad (7)$$

$$Nu_{Dixon} = \left[ 1 - 1,5 * (D_{sa} / D_{gr})^{1.5} \right] * Re_{sup}^{0.59} * Pr^{1/3} \quad (8)$$

L'échange thermique entre phases solides est supposé nul car la surface d'échange entre solides est très inférieure à celle entre fluide et solides.

Les densités de surface d'échange entre le fluide et les phases solides sont obtenues en divisant la surface de l'ensemble des particules (supposées sphériques) par le volume total :

$$a_{f,s} = \frac{1}{V_{tot}} * S_{1,s} * N_s = \frac{1}{V_{tot}} * S_{1,s} * \frac{V_{tot}}{V_{1,s}} = \frac{6 * X_s}{D_s} \quad (9)$$

### 2.1.4. Calcul de la dispersion mécanique

Le terme le plus à droite de l'équation de conservation de quantité de mouvement (2) correspond aux pertes de charge ; il sert à rendre compte de l'impact de la présence des particules solides sur la circulation du fluide.

Dans la plupart des cas relevés dans la littérature, les pertes de charge au sein d'un milieu poreux sont calculées à l'aide de la corrélation d'Ergun (1952)[7] ou d'une version modifiée et adaptée par les auteurs.

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 * \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^2} * \frac{\mu_f}{D_s^2} * \frac{u_{sup}}{\varepsilon} + 1.75 * \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} * \frac{\rho_f}{D_s} * \frac{(u_{sup})^2}{\varepsilon^2} \quad (10)$$

Dans le cas d'un milieu poreux à deux granulométries, de diamètres moyens séparés par un ordre de grandeur (gravier et sable par exemple), la corrélation adaptée par Bruch et al.[8] (2014) a montré sa pertinence. Cette corrélation découle de la supposition que la phase solide la plus fine produit la quasi-totalité des pertes de charge et que c'est donc sa porosité propre et le diamètre moyen de ses particules qui doivent être pris en compte. En revanche, la porosité globale est utilisée pour le calcul de la vitesse.

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 * \frac{(1 - \varepsilon_{sa})^2}{\varepsilon_{sa}^2} * \frac{\mu_f}{D_{sa}^2} * \frac{u_{sup}}{\varepsilon_{globale}} + 1.75 * \frac{1 - \varepsilon_{sa}}{\varepsilon_{sa}} * \frac{\rho_f}{D_{sa}} * \frac{(u_{sup})^2}{\varepsilon_{globale}^2} \quad (11)$$

Par identification avec (2), l'équation (12) permet d'obtenir les coefficients A et B.

## 2.2. Modèle numérique

L'outil choisi pour la modélisation numérique est le code commercial ANSYS – FLUENT. Ce logiciel permet de résoudre des problèmes de mécanique des fluides et de thermodynamique en utilisant la méthode des éléments finis.

FLUENT permet de simuler un écoulement à travers un milieu poreux avec échange thermique entre la phase liquide et la phase solide. Toutefois, ce modèle suppose une phase solide uniforme, ce qui ne permet pas de simuler thermiquement un milieu poreux composé de deux granulométries aux comportements thermiques différents.

Le comportement thermodynamique des différentes « phases » est simulé à l'aide de fonctions personnalisées. A l'équation de transport de la chaleur du fluide (3) déjà résolue par le modèle, on ajoute une équation de transport de la chaleur pour chaque phase solide, sous la forme de scalaires supplémentaires dont les équations de transport sont résolues.

### 2.2.1. Géométrie et maillage

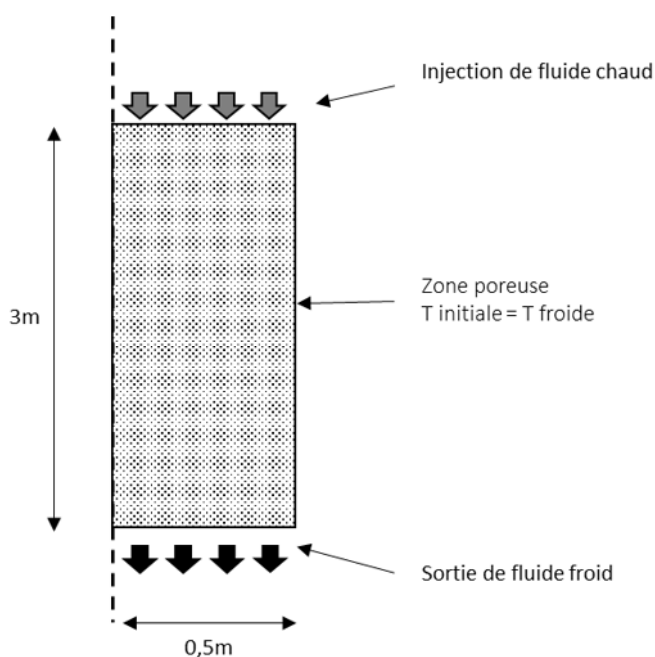


Figure 2 : Schéma de la géométrie du modèle numérique FLUENT.

Seule la zone poreuse du réservoir est simulée et supposée parfaitement cylindrique et homogène. Les simulations sont effectuées en 2D axisymétrique, ce qui permet d'étudier la distribution tout en réduisant le temps de calcul. Le maillage retenu est composé de mailles rectangulaires (plus précises et adaptées à la géométrie), toutes identiques, de 5mm de côté, pour un total de 60000 cellules.

### 2.2.2. Paramètres de résolution

L'algorithme SIMPLE est choisi pour la résolution des équations. La discrétisation spatiale est effectuée en utilisant la méthode « Least Squares Cell Based » pour le gradient, « PRESTO ! » pour la pression, « 2<sup>nd</sup> Order Upwind » pour la

quantité de mouvement, « 1st Order Upwind » pour l'énergie et les deux UDS correspondant aux températures du sable et du gravier.

Le pas de temps est un compromis entre temps de calcul et facilité de convergence.



### 3. Résultats et discussions

#### 3.1. Validation expérimentale

Le modèle numérique développé est utilisé pour reproduire un essai expérimental mené sur l'installation STONE.

Le cas de comparaison retenu est tiré de la thèse d'Esence (2017)[4]. Les données expérimentales prises pour référence correspondent à une charge à partir d'un réservoir contenant initialement un gradient thermique suite à une décharge précédente. Le problème peut être considéré comme monodimensionnel, l'expérience montrant que la température est presque constante sur la section du milieu poreux au sein de chaque phase. Le profil de vitesse numérique du fluide en entrée de milieu poreux est donc fixé uniforme.

Pour simplifier la simulation, l'instant initial est choisi lorsque le débit et la température d'entrée sont stabilisés dans le cas réel. Toutes les grandeurs sont adimensionnalisées.

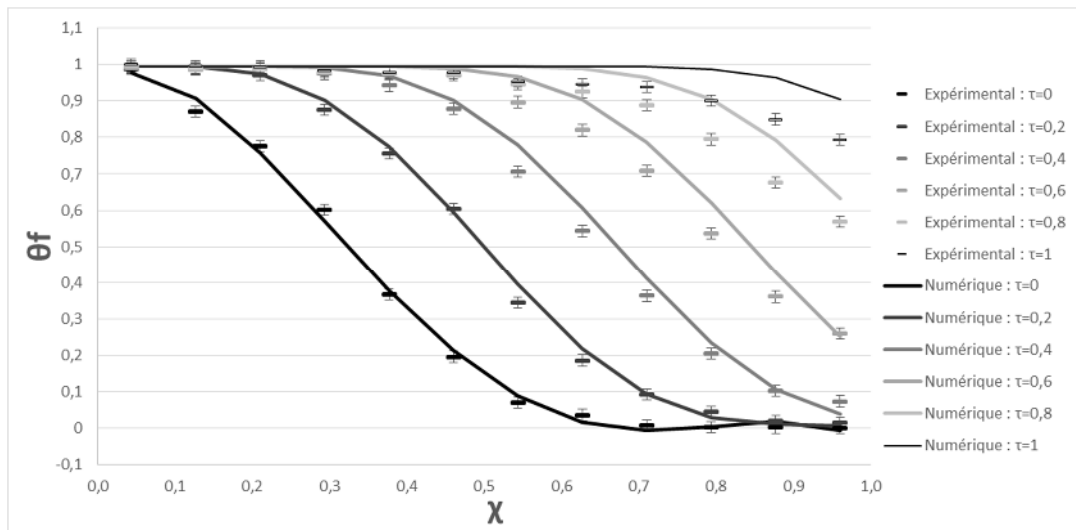


Figure 3 : Profils de température numérique et expérimentale du fluide au cours du temps.

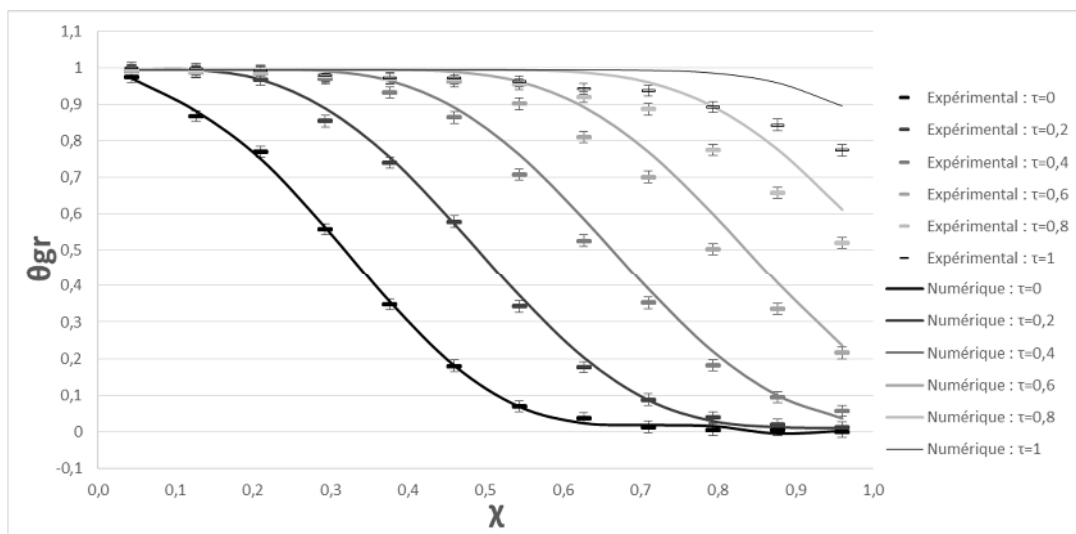


Figure 4 : Profils de température numérique et expérimentale du gravier au cours du temps.

La température du sable est presque indiscernable de celle du fluide.

### 3.2. Analyse

On observe que si la forme des courbes semble correcte, les courbes numériques sortent rapidement des barres d'erreur.

L'erreur de température, calculé selon la formule (12), entre numérique et expérimental dépasse 12% pour le fluide et le gravier.

$$E = \theta_{num} - \theta_{exp} \quad (12)$$

Plusieurs hypothèses, éventuellement complémentaires, sont avancées pour expliquer cette différence. La première est la non prise en compte de l'influence des parois, et donc des pertes thermiques, la seconde est la non prise en compte des échanges entre les deux tailles de gravier, supposés négligeables.

## 4. Conclusion

### 4.1. Validité du modèle

Le modèle développé paraît prometteur dans son principe de fonctionnement mais présente encore deux points à améliorer avant de pouvoir être utilisé pour l'étude de la distribution.

L'erreur en température doit être réduite à un niveau plus acceptable. Pour cela les différentes causes possibles seront investiguées et le modèle modifié en conséquence.

Les données expérimentales disponibles permettent de valider un modèle pour un écoulement monodimensionnel. En revanche, il n'existe pas de données portant sur un profil de vitesse non homogène au sein du milieu poreux. De nouveaux essais seront conduits, éventuellement après modification de l'installation expérimentale, pour obtenir des données de validation de la simulation de la distribution.

### 4.2. Utilisations futures du modèle

L'objectif du développement de ce modèle est d'étudier l'influence de la distribution du fluide dans le milieu poreux sur le fonctionnement et les performances du système de stockage.

Le cas de référence, validé, sera comparé à des charges avec un débit volumique et des températures identiques (donc une puissance identique) mais où le fluide sera injecté sur un disque de surface variable, centré sur l'axe du réservoir. Dans tous les cas la vitesse d'entrée du fluide sera constante sur la zone d'injection et nulle ailleurs.

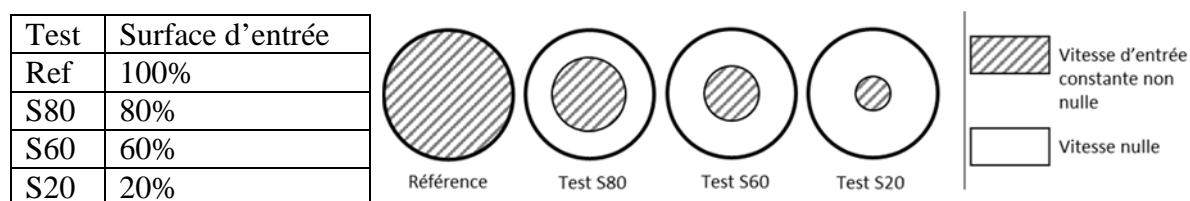


Figure 5 : Configurations de simulation prévues pour l'étude de l'impact de la distribution de fluide.

Afin de comparer l'efficacité du stockage selon les cas de distribution, l'énergie utile contenue dans les trois phases du réservoir sera observée. L'énergie utile est définie comme l'énergie portée par une température supérieure à un minimum fixé par l'utilisation qui en sera faite.

Un second paramètre important sera la température moyenne du fluide en sortie. La mesure de ce paramètre permettra de détecter la fin de la charge, lorsqu'il atteindra la température limite fixant l'énergie utile. Ceci permettra de déterminer quand observer l'énergie totale stockée pour chaque distribution.

L'énergie échangée entre le fluide et les solides est également supposée être une grandeur importante.

D'autres simulations sont prévues, pour étudier des décharges du réservoir ainsi que des cycles de charge, décharge et phases d'attente.

## Bibliographie

- [1] C. Libby, "Solar thermocline storage systems - preliminary design study - EPRI, Palo Alto." EPRI Palo Alto, 2010.
- [2] G. R. Morgan, "10 MWe Solar-Thermal Central-Receiver Pilot Plant Solar-Facilities Design Integration Thermal Storage Subsystem Analysis Report (RADL ITEM 5-1)." Rockwell International Rocketdyne Division, 1980.
- [3] L. Wang, Z. Yang, and Y. Duan, "Influence of flow distribution on the thermal performance of dual-media thermocline energy storage systems," *Appl. Energy*, vol. 142, pp. 283–292, Mar. 2015.
- [4] T. Esence, "Etude et modélisation des systèmes de stockage thermique de type régénératif solide/fluide," Grenoble Alpes, CEA/LITEN, 2017.
- [5] N. Wakao, S. Kaguei, and T. Funazkri, "Effect of fluid dispersion coefficients on particulate-to-fluid heat transfer coefficients in packed beds. correlation of nusselt numbers," *Chem. Eng. Sci.*, vol. 34, no. 3, pp. 325–336, 1979.
- [6] A. G. Dixon, M. A. DiCostanzo, and B. A. Soucy, "Fluid-phase radial transport in packed beds of low tube-to-particle diameter ratio," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 27, no. 10, pp. 1701–1713, 1984.
- [7] S. Ergun, "Fluid flow through packed columns - Ergun - 1952.pdf," *Chem. Eng. Prog.*, vol. 48, no. 2, pp. 89–94, Feb. 1952.
- [8] A. Bruch, J. F. Fourmigué, and R. Couturier, "Experimental and numerical investigation of a pilot-scale thermal oil packed bed thermal storage system for CSP power plant," *Sol. Energy*, vol. 105, no. Supplement C, pp. 116–125, Jul. 2014.

# Etudes numérique et expérimentale des propriétés effectives de transferts de chaleur et de masse d'une mousse céramique à pores ouverts.

Pierre LEA<sup>1\*</sup>, Jean-François HENRY<sup>1</sup>, Clarisse LORREYTE<sup>1</sup>, Didier CARON<sup>1</sup>, Hervé PRON<sup>1</sup>, Jaona RANDRIANALISOA<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>GRESPI - EA 4694, Université de Reims Champagne-Ardenne, 51687 Reims, France

\*(auteurs correspondants : [pierre.lea@etudiant.univ-reims.fr](mailto:pierre.lea@etudiant.univ-reims.fr), [jaona.randrianalisoa@univ-reims.fr](mailto:jaona.randrianalisoa@univ-reims.fr))

**Résumé** - Ce travail présente le résultat d'études numériques et expérimentales des principaux paramètres qui caractérisent les transferts de chaleur et de masse dans une mousse d'alumine à pores ouverts : la perméabilité, le coefficient de Forchheimer, la conductivité thermique et le coefficient d'échange fluide/solide. Cette étude montre que les prédictions numériques (par simulation directe à l'échelle du pore) et expérimentales sont en bonne adéquation avec la littérature. Cependant, des déviations significatives existent entre les résultats numériques et expérimentaux de conductivité thermique et de coefficient d'échange. Les origines de ces écarts sont discutées et des perspectives sont envisagées pour réconcilier les prédictions et les mesures.

## Nomenclature

$A$	surface spécifique, $m^{-1}$	$\mu$	viscosité dynamique, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
$d_h$	diamètre hydraulique, $m$	$\Pi$	gradient de pression adimensionnel
$C_p$	chaleur spécifique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
$F$	coefficient de Forchheimer, $m^{-1}$	<i>Indices et Exposants</i>	
$h$	coefficient d'échange, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$amb$	ambiante
$k$	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	$D$	Darcy
$K$	perméabilité, $m^2$	$eff$	effectif
$q''$	flux thermique surfacique, $W \cdot m^{-2}$	$f$	fluide
$u$	vitesse du fluide, $m \cdot s^{-1}$	$in$	entrée
<i>Symboles grecs</i>		$out$	sortie
$\Delta T_{lm}$	température logarithmique moyenne, $K$	$s$	solide
$\varepsilon$	porosité, %	$v$	volumique

## 1. Introduction

Les matériaux poreux et plus particulièrement les mousses solides possèdent des caractéristiques spécifiques telles qu'une porosité élevée et une large surface de contact par unité de volume. Ces dernières décennies, elles ont suscité beaucoup d'intérêt et ont trouvé un large champ d'applications notamment dans l'isolation thermique [1], les filtres à particules [2], les échangeurs [3] et les supports de réactions [4]. Il a été montré que les propriétés morphologiques (porosité, tortuosité, distribution des pores et taille des brins) influencent les propriétés de transferts de chaleur et de masse [5]. En conséquence, une meilleure compréhension des propriétés thermo-hydrauliques des mousses et en particulier la relation propriétés-microstructure s'avère indispensable. Sous l'approximation de Forchheimer, autrement dit quand les effets inertiels sont prépondérants, les paramètres tels que la perméabilité et le coefficient de Forchheimer suffisent à caractériser l'écoulement. En ce qui concerne les transferts thermiques, le coefficient d'échange entre le fluide en écoulement et le milieu poreux et la conductivité thermique effective sont généralement requis. Cette communication se focalise ainsi sur la détermination de ces propriétés. Dans ce domaine, de

nombreuses études ont été conduites en utilisant des approches théoriques [6 - 9] ou expérimentales [10 - 13]. La plupart des modèles ont été développés à partir d'approches empiriques ou phénoménologiques (comme résumé dans [14]). De ce fait, leurs champs d'applications restent limités.

Les approches numériques permettent de mieux représenter la microstructure du matériau tout en modélisant assez finement les phénomènes physiques essentiels [7]. Notre approche numérique consiste à effectuer une simulation directe de transfert de chaleur et/ou d'écoulement de fluide au travers d'un volume représentatif (VER) numérisé de l'échantillon. L'échantillon est reconstruit à partir d'imagerie tomographique à rayons X [15]. Le coefficient d'échange convectif (ou le nombre de Nusselt), la perméabilité et le coefficient de Forchheimer sont obtenus grâce aux résultats issus de la simulation combinée du transfert de chaleur et d'écoulement de fluide au travers de l'échantillon de mousse. La conductivité thermique est, quant à elle, déterminée par simulation de la conduction thermique en régime établi dans la mousse remplie d'air stagnant [9].

Deux types de procédures expérimentales utilisées pour la caractérisation du coefficient d'échange convectif des mousses ressortent de la littérature. La première, nommée « méthode en régime établi », consiste à chauffer la mousse par l'une de ses extrémités tandis que l'échantillon est positionné dans une conduite alimentée par un flux d'air froid [13]. Cette méthode offre des résultats peu fiables à cause du gradient de température dans la direction perpendiculaire à l'écoulement du fluide [12]. Ce gradient de température induit une sous-évaluation du nombre de Nusselt [13]. La seconde variante, appelée « méthode transitoire », est davantage employée dans la littérature [10 - 12]. L'échantillon y est placé dans une conduite alimentée par un flux d'air chaud. La température du fluide à la sortie de la mousse est enregistrée en fonction du temps et est utilisée afin de déterminer le nombre de Nusselt. L'échantillon étant réchauffé par l'écoulement de fluide, le gradient de température transversal de la phase solide est faible [12]. Le problème rencontré dans la méthode en régime permanent [13] est alors négligé. Il est important de noter que la chute de pression peut être enregistrée par l'une ou l'autre des méthodes en supprimant la source de chaleur. Dans le cas présent, la méthode transitoire est testée pour déterminer à la fois le nombre de Nusselt, la perméabilité et le coefficient de Forchheimer pour des vitesses d'air allant de 0,18 à 2,30 m.s<sup>-1</sup> [10 - 12]. En ce qui concerne les mesures de conductivité thermique, nous utilisons la méthode de plans chauds en régime permanent. Cette technique s'étant révélée bien adaptée aux matériaux hétérogènes et poreux [16].

Dans la littérature, les études numériques [7] et expérimentales [12] ont été menées séparément. Nous proposons ici d'effectuer une étude comparative systématique entre les résultats expérimentaux et ceux des modélisations en termes de perméabilité, coefficient de Forchheimer, coefficient d'échange convectif et conductivité thermique dans le cas d'une mousse céramique de 10 PPI (Pores Per Inch). Les sections deux et trois sont respectivement dédiées à la description des procédures numériques et expérimentales de détermination des propriétés énoncées. La section quatre concerne les résultats et les discussions. Enfin, la dernière section est dédiée à la conclusion et aux perspectives.

## 2. Méthodes numériques

Nous appliquons la simulation directe à l'échelle des pores de transfert de chaleur et d'écoulement au sein d'un VER de la mousse à pores ouverts afin d'en déterminer les propriétés effectives de transport. Tout d'abord, l'échantillon céramique de 10 PPI (Fig. 1) a été scanné au laboratoire MATEIS (INSA de Lyon) au moyen d'une tomographie à rayons X avec une résolution de 20  $\mu\text{m}$  (v|tome|x, GE Sensing & Inspection Technologies Phoenix

X|ray, 160kV). Sur un volume numérisé de dimension 1200x1200x1200 voxels, une analyse des effets propres à la taille nous a permis de définir un VER de 500x500x400 voxels. Les phases fluides et solides du VER sont discrétisées avec un maillage tétraédrique avec le logiciel Avizo 9.3 (ThermoFisher Scientific). Une étude de sensibilité au maillage a été faite. Une taille caractéristique d'un tétraèdre de 7 pixels permet une erreur inférieure à 1%. La Figure 2 donne le rendu du maillage 3D de la phase solide correspondante.

La détermination du coefficient d'échange convectif et des propriétés de transfert de masse requiert l'ajout d'un domaine d'entrée (300 pixels de longueur) et de sortie (400 pixels de longueur) en amont et en aval de l'échantillon (Fig. 2). Ces régions supplémentaires permettent d'alimenter la mousse par un flux d'air isotherme et homogène tout en réduisant le retour de flux issu du changement drastique des caractéristiques d'écoulement à la sortie de la mousse. Les conditions limites consistent en un champ de vitesse (0,001 à 1,0 m.s<sup>-1</sup>) et de température uniforme en entrée (300K), une pression atmosphérique à la sortie, une température constante sur la surface solide (400K), des conditions de parois adiabatiques et de non glissement sur les quatre limites latérales. Pour des raisons de simplifications, nous supposons un écoulement laminaire [7].



Figure 1 : Echantillon 10 PPI de la mousse d'alumine en dimension 10×5×5 cm

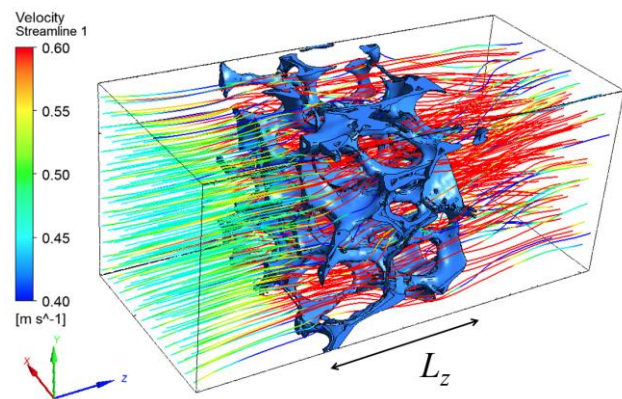


Figure 2 : Profil typique du champ de vitesse dans le domaine 3D incluant les boîtes d'entrée et de sortie

Pour des nombres de Reynolds suffisamment faibles ( $Re_D < 200$ , i.e.  $u_D < 1$  m.s<sup>-1</sup>), la chute de pression est supposée suivre le modèle de Forchheimer [7], Eq. (1). Dans ce modèle, la perméabilité,  $K$  (m<sup>2</sup>), et le coefficient de Forchheimer,  $F$  (m<sup>-1</sup>), caractérisent uniquement le champ de pression.

$$\nabla p = -\frac{\mu}{K} u_D - F \rho u_D^2 \quad \text{et} \quad u_D = u \varepsilon \quad (1)$$

Avec  $u_D$  la vitesse de Darcy du fluide,  $u$  la vitesse moyenne du fluide dans les pores et  $\varepsilon$  la porosité. L'Eq. (1) est une extension de la loi de Darcy pour des écoulements à forte vitesse ( $1 < Re_D < 200$ ) prenant en considération les effets inertiels [7]. L'effet visqueux décrit par le modèle de Brinkman [17] est négligé pour le champ de vitesse concerné. L'Eq. (1) peut alors être réécrite sous forme d'un gradient de pression adimensionnel,  $\Pi$ , en fonction du Reynolds de Darcy, Eq. (2) :

$$\Pi = C_0 Re_D + C_1 Re_D^2 \quad \text{avec} \quad C_0 = \frac{d_h^2}{K} ; C_1 = F d_h ; Re_D = \frac{u_D d_h}{\nu} \quad \text{et} \quad d_h = \frac{4 \varepsilon}{A} \quad (2)$$

La perméabilité et le coefficient de Forchheimer sont déterminés par identification des coefficients  $C_0$  et  $C_1$  avec les résultats de la simulation numériques à l'échelle du pore. Les

résultats de la simulation fournissent également le flux de chaleur par unité de surface,  $q''$ , échangé par le solide mouillé avec l'écoulement d'air. Le transfert de chaleur entre les phases solide et fluide de la mousse se fait essentiellement par convection. En appliquant une définition analogue aux transferts de chaleur dans les échangeurs, le coefficient d'échange convectif et le nombre de Nusselt correspondant est déduit de [7]:

$$h = \frac{q''}{\Delta T_{lm}} \quad \text{et} \quad Nu = \frac{h d_h}{k_f} \quad (3)$$

Concernant la détermination de la conductivité thermique, le domaine de simulation est uniquement composé du VER rempli d'air stagnant. Une différence de température d'un degré Celsius (1°C) est imposée sur les deux surfaces limites opposées. Des conditions limites adiabatiques sont prescrites sur les quatre autres surfaces afin de modéliser l'extension infinie de l'échantillon dans les directions latérales. Ainsi, la conductivité thermique effective peut s'exprimer par la loi de Fourier :

$$k_{\text{eff}} = \frac{q''}{\Delta T} \cdot L_z \quad \text{avec } L_z \text{ (m) la taille de la mousse suivant l'axe } z \quad (4)$$

Les simulations numériques ont été effectuée avec le solveur ANSYS-Fluent 18.1 (ANSYS, Inc.), basé sur la méthode des volumes-finis pour la résolution des équations aux dérivées partielles. Les temps de calculs varient de 10 min (conductivité thermique) à 45 min (coefficient d'échange) sur une machine disposant d'un processeur Intel Xeon (8 cœurs cadencé à 3.2Ghz) et de 64 Gb de mémoire vive.

### 3. Caractérisation expérimentale

L'échantillon consiste en une mousse d'alumine de 10 PPI fournie par Céramiques Techniques industrielles (CTI, Salindres, France). Les données physiques et géométriques de l'échantillon sont retranscrites dans le tableau 1. La valeur de la densité est fournie par le fabricant, CTI, tandis que les autres paramètres sont obtenus à partir de l'analyse des images tomographiques avec le logiciel Imorph (IUSTI Laboratory, Aix Marseille Université).

	$\rho_s$ (fabricant)	$\varepsilon$ (Imorph)	$A$ (Imorph)	$d_h$ (Imorph)
	kg.m <sup>-3</sup>	%	m <sup>-1</sup>	mm
Mousse d'alumine	4160	90	1043	3,45

Tableau 1 : Propriétés physiques et géométriques de la mousse d'alumine de 10 PPI

Basé sur de précédentes recherches [11], notre dispositif expérimental (Fig. 3) dédié à l'estimation du coefficient d'échange convectif, est composé d'un conduit rectangulaire en PVC de section interne 100x50 mm<sup>2</sup> et d'une longueur totale de 1,30 m. L'échantillon de mousse, d'épaisseur 50mm et de section 100x50 mm<sup>2</sup>, est placé à un mètre de l'entrée de la conduite afin d'assurer un flux d'air homogène et isotherme. La conduite est alimentée par de l'air chauffé à 70°C par un réchauffeur à résistance thermique (Vulcanic, 5kW). Le débit massique d'air peut varier de 0 à 16g/s. L'évolution temporelle de la température est enregistrée par trois thermocouples de type K en aval de la mousse et trois autres en amont. Le pas de temps entre chaque mesure de température est de 0,5s.

L'étude du VER a révélé qu'au-delà d'un certain volume d'échantillon (1cm<sup>3</sup>) l'échantillon peut être considéré comme homogène quelle que soit la direction (x, y ou z). Les gradients de température, pression et vitesse (numériques comme expérimentaux) sont donc supposés nuls dans les directions perpendiculaires à l'écoulement. Pour ces raisons et

conformément à la configuration expérimentale (Fig. 3), le transfert de chaleur entre les phases solide et fluide est décrit par les équations d'énergies transitoires couplées, à une dimension, des phases solide et fluide [10,12] :

$$\varepsilon \cdot \rho_f C_{p,f} \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f C_{p,f} u_D \cdot \frac{\partial T_f}{\partial z} = k_{f,\text{eff}} \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} + h_v (T_s - T_f) \quad (5)$$

Et

$$(1 - \varepsilon) \rho_b C_{p,s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_{s,\text{eff}} \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + h_v (T_f - T_s) \quad (6)$$

Les indices  $f$  et  $s$  désignent les phases fluide et solide respectivement. Ce système d'équations (5) – (6) est dérivé de l'utilisation du théorème des volumes moyens introduit initialement par Whitaker [18]. Les principales hypothèses incluent que les phases sont en non-équilibre thermique local, la mousse est un matériau homogène, le flux d'air est isotherme et homogène, les propriétés physiques sont indépendantes de la température [10,12]. Les conditions initiale et limites de ce problème sont les suivantes :

$$\text{En entrée } z = 0, T_f(0, t) = T_{f,\text{in}}(t) \text{ and } \frac{\partial T_s}{\partial z}(0, t) = 0 \quad (7)$$

$$\text{En sortie } z = L_z, \frac{\partial T_f}{\partial z}(L_z, t) = \frac{\partial T_s}{\partial z}(L_z, t) = 0 \quad (8)$$

$$\text{Condition initiale } t = 0, T_f(z, 0) = T_s(z, 0) = T_{\text{amb}} \quad (9)$$

Dans l'équation (7),  $T_{f,\text{in}}$  désigne la température d'entrée d'air mesurée pendant l'expérience. Le coefficient d'échange convectif est alors calculé par itérations successives grâce à la méthode d'identification de paramètres de Gauss qui consiste à minimiser l'écart quadratique entre les valeurs de température de sortie d'air  $(T_{f,\text{out}})_{\text{theo}}$  issues du modèle, Eqs. (5) – (9), et celles mesurées  $(T_{f,\text{out}})_{\text{exp}}$ . Pour cela, un schéma explicite par différences finies est utilisé afin d'obtenir la solution des équations (5) – (9). Les mesures et identifications associées sont effectuées pour une gamme de vitesse d'air allant de 0,18 à 2,30 m.s<sup>-1</sup>.

Une procédure expérimentale similaire est utilisée pour caractériser la chute de pression dans la mousse. Le système de chauffage de l'air est, quant à lui, éteint. Lorsque l'écoulement est établi (typiquement après 5 min), la pression est relevée de part et d'autre de l'échantillon. La mesure de la chute de pression est basée sur des mesures de pression différentielle (manomètre ROSEMOUNT) dans la gamme 0 à 200 Pa avec une précision de 0,4 Pa.

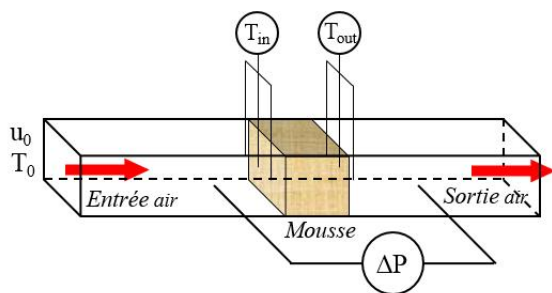


Figure 3 : Ecoulement d'air dans la conduite rectangulaire abritant l'échantillon de mousse

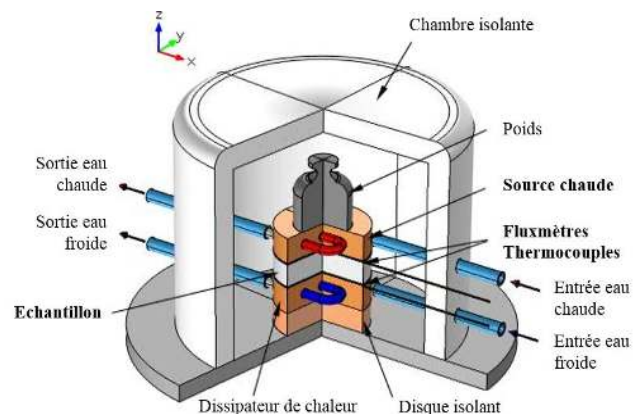


Figure 4 : Méthode des plans chauds en régime permanent pour la mesure de conductivité thermique



La méthode de plans chauds en régime permanent, telle qu'illustrée en Figure 4, est utilisée pour caractériser la conductivité thermique effective de la mousse d'alumine. Le flux de chaleur est mesuré en réponse à une différence de température ( $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ ) appliquée de chaque côté de l'échantillon. Les sources froide et chaude sont constituées de cylindres de cuivre dans lesquels l'eau est régulée en température. Les fluxmètres (Captec) sont des disques de 0,5mm d'épaisseur, de 60mm de diamètre avec des sensibilités respectives de 23,7 et 24,2  $\mu\text{V}/(\text{W}\cdot\text{m}^2)$ . Les fluxmètres intègrent des thermocouples de type T dont l'incertitude est de 0,1°C. Pour s'affranchir des problèmes liés aux résistances de contact, les mesures ont été effectuées sur des échantillons de composition identique mais d'épaisseurs différentes ( $L_z = 9, 15$  and 24 mm). Finalement, la conductivité thermique effective est obtenue par régression linéaire des résultats expérimentaux avec l'équation (4).

## 4. Résultats

La Figure 5 représente l'évolution temporelle de la température de l'air en amont  $(T_{f,\text{in}})_{\text{exp}}$  et en aval  $(T_{f,\text{out}})_{\text{exp}}$  de la mousse. Sur cette figure, les résultats théoriques  $(T_{f,\text{out}})_{\text{theo}}$  coïncident avec les données expérimentales pour un coefficient d'échange identifié de  $h = h_{\text{v}}/A = 45 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . La figure 6 présente la comparaison entre les prédictions numériques et expérimentales des coefficients d'échanges convectifs pour diverses vitesses d'entrée d'air. Le coefficient d'échange convectif augmente avec la vitesse.

Nos résultats sont comparés avec les données expérimentales [10,11] et numériques [7] disponibles sur des mousses céramiques de porosités comparables. Nous observons que nos résultats expérimentaux s'accordent bien avec ceux de Younis *et al* [10] et Dietrich [11]. Parallèlement, nos prédictions numériques sont très proches de celles de Petrasch *et al* [7]. Ceci tend à valider les approches numériques et expérimentales employées. Néanmoins des différences significatives existent entre les résultats issus de la simulation et de l'expérience pour une même vitesse d'air. Ces écarts s'expliquent par le fait que les propriétés obtenues dépendent du modèle de transfert de chaleur choisi : la simulation directe à l'échelle du pore est en régime permanent et à température de paroi imposée contre un modèle transitoire à deux températures basé sur la théorie de volumes moyens et à flux de paroi imposé pour l'expérience. Afin de s'affranchir de ce problème, il serait opportun d'effectuer la simulation et l'expérience dans les mêmes conditions mais ce point est en dehors du périmètre de l'étude.

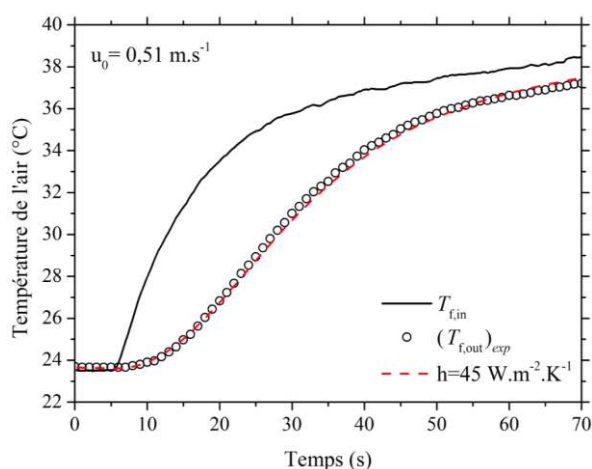


Figure 5 : Evolution temporelle de la température en amont et en aval de l'échantillon. La courbe en pointillé représente la température identifiée.

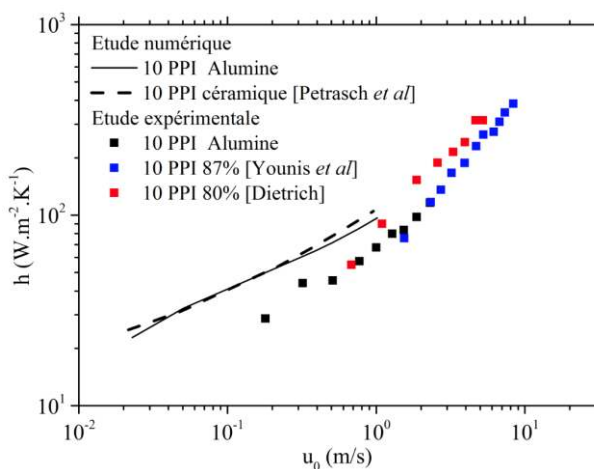


Figure 6 : Comparaison des coefficients d'échange issus de la simulation et des mesures expérimentales en fonction de la vitesse d'air

Le Tableau 2 synthétise la comparaison entre les propriétés de transfert de masse mesurées et prédites. Les incertitudes expérimentales liées à l'instrumentation sont de 2% pour la perméabilité, 4% pour le coefficient de Forchheimer et 7% pour la conductivité thermique. Les valeurs numériques et expérimentales de la perméabilité et du coefficient de Forchheimer sont proches l'une de l'autre (une différence de 14% et 11% respectivement). Cette différence pourrait provenir du traitement des images (seuillage et binarisation) et du maillage pour le modèle numérique. En effet, quelques détails morphologiques (microporosité des brins, rugosité) pouvant affecter l'écoulement sont probablement ignorés lors du processus de traitement d'images.

Les résultats sur la conductivité thermique sont également reportés dans le tableau 2. Les valeurs numériques obtenues pour les directions x, y et z de l'échantillon sont respectivement de 0,73 ; 0,79 et 1,53 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>. Malgré l'anisotropie du matériau, les valeurs de conductivité thermique issues de l'expérience et de la simulation présentent un écart assez significatif (74% d'écart pour la valeur la plus proche). Cette divergence est notamment due à une mauvaise estimation de la conductivité thermique de la phase solide utilisée comme paramètre d'entrée de la simulation (nous avons utilisé la conductivité de l'alumine pure à 30W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> qui n'intègre pas la présence d'impuretés et de microporosité dans les brins lors de l'élaboration des mousses).

	$K (\times 10^{-7})$ m <sup>2</sup>	$F$ m <sup>-1</sup>	$k_{\text{eff}}$ W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
Simulation	1,40	269,95	0,73 -1,53
Expérience	1,63±0,03	243,25±9,73	0,42±0,03

Tableau 2 : Résultats expérimentaux et numériques de la perméabilité ( $K$ ), du coefficient de Forchheimer ( $F$ ) et de la conductivité thermique ( $k_{\text{eff}}$ )

## 5. Conclusion

Des études numériques et expérimentales ont été conduites pour déterminer et comparer les propriétés de transport d'une mousse céramique de 10 PPI. Nous avons montré au travers d'une comparaison avec les données reportées précédemment que nos approches sont justifiées. Concernant la perméabilité et le coefficient de Forchheimer, la concordance entre les résultats numériques et expérimentaux est très satisfaisante. Par ailleurs, nous avons mis en évidence que le coefficient d'échange convectif n'est pas le même selon le modèle (permanent ou transitoire). La conductivité thermique des brins affecte fortement la prédiction numérique de la conductivité thermique effective de la mousse. Afin de comprendre davantage les effets liés aux modèles et hypothèses utilisés, de nouveaux essais sont en préparation dans l'espoir de réconcilier l'expérience et la simulation.

## Références

- [1] M. Zhu, R. Ji, Z. Li, H. Wang, L. Liu, et Z. Zhang, « Preparation of glass ceramic foams for thermal insulation applications from coal fly ash and waste glass », *Constr. Build. Mater.*, vol. 112, p. 398- 405, juin 2016.
- [2] M. D. de M. Innocentini, J. R. Coury, M. Fukushima, et P. Colombo, « High-efficiency aerosol filters based on silicon carbide foams coated with ceramic nanowires », *Sep. Purif. Technol.*, vol. 152, n° Supplement C, p. 180- 191, sept. 2015.

- [3] K. Boomsma, D. Poulikakos, et F. Zwick, « Metal foams as compact high performance heat exchangers », *Mech. Mater.*, vol. 35, n° 12, p. 1161- 1176, déc. 2003.
- [4] M. V. Twigg et J. T. Richardson, « Theory and Applications of Ceramic Foam Catalysts », *Chem. Eng. Res. Des.*, vol. 80, p. 183- 189, 2002.
- [5] J. Grosse *et al.*, « Morphological Characterization of Ceramic Sponges for Applications in Chemical Engineering », *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 48, n° 23, p. 10395- 10401, déc. 2009.
- [6] P. Du Plessis, A. Montillet, J. Comiti, et J. Legrand, « Pressure drop prediction for flow through high porosity metallic foams », *Chem. Eng. Sci.*, vol. 49, n° 21, p. 3545–3553, 1994.
- [7] J. Petrasch, F. Meier, H. Friess, et A. Steinfeld, « Tomography based determination of permeability, Dupuit–Forchheimer coefficient, and interfacial heat transfer coefficient in reticulate porous ceramics », *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 29, n° 1, p. 315- 326, févr. 2008.
- [8] T. J. Lu, H. A. Stone, et M. F. Ashby, « Heat transfer in open-cell metal foams », *Acta Mater.*, vol. 46, n° 10, p. 3619- 3635, juin 1998.
- [9] J. Randrianalisoa, D. Baillis, C. L. Martin, et R. Dendievel, « Microstructure effects on thermal conductivity of open-cell foams generated from the Laguerre–Voronoi tessellation method », *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 98, p. 277- 286, déc. 2015.
- [10] L. B. Younis et R. Viskanta, « Experimental determination of the volumetric heat transfer coefficient between stream of air and ceramic foam », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 36, n° 6, p. 1425–1434, 1993.
- [11] B. Dietrich, « Heat transfer coefficients for solid ceramic sponges – Experimental results and correlation », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 61, p. 627- 637, juin 2013.
- [12] X. Xia, X. Chen, C. Sun, Z. Li, et B. Liu, « Experiment on the convective heat transfer from airflow to skeleton in open-cell porous foams », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 106, p. 83- 90, mars 2017.
- [13] A. J. Fuller, T. Kim, H. P. Hodson, et T. J. Lu, « Measurement and interpretation of the heat transfer coefficients of metal foams », *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C J. Mech. Eng. Sci.*, vol. 219, n° 2, p. 183–191, 2005.
- [14] R. Coquard et D. Baillis, « Numerical investigation of conductive heat transfer in high-porosity foams », *Acta Mater.*, vol. 57, n° 18, p. 5466- 5479, oct. 2009.
- [15] E. Maire et P. J. Withers, « Quantitative X-ray tomography », *Int. Mater. Rev.*, vol. 59, n° 1, p. 1- 43, janv. 2014.
- [16] M. Moeini Sedeh et J. M. Khodadadi, « Thermal conductivity improvement of phase change materials/graphite foam composites », *Carbon*, vol. 60, n° Supplement C, p. 117- 128, août 2013.
- [17] H. C. Brinkman, « A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles », *Appl. Sci. Res.*, vol. 1, n° 1, p. 27 – 34, mars 1949
- [18] S. Whitaker, *The Method of Volume Averaging*, vol. 13. Dordrecht: Springer Netherlands, 1999.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Céramiques Techniques industrielles (CTI, Salindres, France) qui nous a fourni les échantillons de mousses céramiques. Nous remercions également Dr. Eric MAIRE et Jérôme ADRIEN du laboratoire MATEIS (INSA de Lyon) pour la réalisation des images tomographiques.



## Thème 6

# Couplages multiphysiques

### Contents

---

Modélisation et simulation de l'encrassement d'un échangeur de chaleur par cristallisation hétérogène de barytine . . . . .	182
Séparation des espèces d'un fluide binaire en milieu poreux avec prise en compte des caractéristiques des parois de la cavité. . . . .	190

---

# Modélisation et simulation de l'encrassement d'un échangeur de chaleur par cristallisation hétérogène de barytine.

Florian CAZENAVE\*, Frédéric COUTURE, Philippe BERNADA, Jean-Paul SERIN

Université de Pau et des Pays de l'Adour, Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés-IPRA, EA1932, 64000, PAU, France

\*(auteur correspondant : [fl.cazenave@univ-pau.fr](mailto:fl.cazenave@univ-pau.fr))

**Résumé** – Afin de mieux appréhender le phénomène d'encrassement des échangeurs de chaleur, les mécanismes de transport de matière, de chaleur et de quantité de mouvement au sein d'un tube cylindre sont modélisés puis numériquement simulés. Les conditions à la limite entre le fluide chaud et le dépôt, siège d'une réaction de cristallisation hétérogène de barytine, sont notamment détaillées. L'évolution temporelle et spatiale de l'épaisseur de la couche solide est interprétée à partir des courbes locales de température et de concentrations.

## Nomenclature

$C_i$	concentration massique, mol.L <sup>-1</sup>	$w$	vitesse de l'interface, m.s <sup>-1</sup>
$D_i$	coefficient de diffusion de i, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	$T$	température, K
$k_r$	constante cinétique, mol.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>	Symboles grecs	
$M$	masse molaire, kg.mol <sup>-1</sup>	$\Delta_c h_s$	enthalpie de cristallisation, kJ.mol <sup>-1</sup>
$n$	normale sortante	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$q$	flux de chaleur, W.m <sup>-2</sup>	$\Sigma$	interface liquide dépôt
$r_i$	vitesse de réaction de i, kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>	Indices et exposants	
$r, z, \theta$	coordonnées spatiales	$sat$	saturation
$t$	vecteur tangente	l	liquide
$v_i$	vitesse du constituant i, m.s <sup>-1</sup>	s	solide
$v$	vitesse barycentrique de la phase, m.s <sup>-1</sup>		

## 1. Introduction

L'encrassement des échangeurs de chaleur est depuis longtemps un des grands problèmes de l'industrie. Ce phénomène se traduit en effet par une perte d'efficacité qui rend nécessaire un surdimensionnement et entraîne d'importants surcoûts.

La première tentative de modélisation de l'encrassement est généralement associée aux auteurs McCabe et Robinson en 1924 [1]. Toutefois, ce sont les publications de Kern et Seaton [2,3] qui ont marqué la recherche sur l'encrassement. L'idée des auteurs est de décomposer le flux massique total par unité de surface, échangé entre le fluide et le dépôt, en une différence entre un flux de matière déposé et un flux de réentraînement. Par la suite, de nombreux modèles, empiriques pour la plupart, ont été développés pour caractériser la déposition et le réentraînement [4]. Ces modèles servaient à prédire la résistance d'encrassement du dépôt afin d'en tenir compte dans le dimensionnement des échangeurs.

Depuis l'apparition des outils de CFD (Computational Fluid Dynamics), il est possible d'avoir une autre approche, plus précise, qui consiste à modéliser et simuler les transports de matière, de chaleur et de quantité de mouvement au sein de la phase fluide. On a ainsi accès aux champs de concentration, température, vitesse et pression locaux, ainsi qu'à l'évolution temporelle et locale de l'épaisseur du film d'encrassement. On peut citer les travaux de Brahim et al. [5], puis de Bohnet [6], consacrés à la cristallisation du sulfate de calcium sur une plaque plane. Les auteurs ne profitent pas de la connaissance locale de la concentration puisque la vitesse de réaction est évaluée à partir d'une valeur moyenne. De plus, l'influence de l'évolution du dépôt sur l'hydraulique est négligée. Cette dernière approximation est trouvée également

dans Pääkkönen et al. [7], dans leurs travaux dédiés à la cristallisation du  $\text{CaCO}_3$ . Dans cette étude, la cristallisation est gérée par une cinétique étonnement constante. Enfin, Zhang et al. [8] améliorent partiellement la description de l'écoulement fluide en adoptant une approche pseudo dynamique. Dans ces papiers, les configurations décrites sont très sophistiquées, allant même jusqu'à prendre en compte le caractère poreux du dépôt. Il convient néanmoins de souligner qu'aucun de ces articles ne fournit l'ensemble des équations du modèle, y compris au niveau de l'interface dépôt/liquide.

La longueur limitée du document proposé ici ne permet pas non plus d'explicitier l'ensemble des équations. Néanmoins, les conditions à la limite solide déposé / liquide sont détaillées. La résolution permet la simulation de l'encrassement par cristallisation hétérogène de barytine dans un échangeur tube-calandre. L'influence du dépôt sur l'hydrodynamique est constamment prise en compte. Les résultats de deux simulations sont analysés, illustrant l'importance de la caractérisation de la cinétique de cristallisation.

## 2. Eléments de modélisation

### 2.1. Configuration physique

L'impact de la cristallisation est examiné pour le tube d'un échangeur cylindrique dans lequel circule un fluide chaud contenant des ions salins dans de l'eau. En effet, l'abaissement de la température à la surface du tube s'accompagne d'une chute de la limite de solubilité en deçà de la concentration des ions circulant dans le liquide. Consécutivement, une réaction hétérogène de cristallisation se traduit par un dépôt solide à l'origine de l'encrassement.

Le fluide chaud considéré ici est composé d'ions baryum  $\text{Ba}^{2+}$  et d'ions sulfate  $\text{SO}_4^{2-}$  et, majoritairement d'eau  $\text{H}_2\text{O}$ . La réaction conduit à la formation de sulfate de baryum  $\text{BaSO}_4$ .



Seule la croissance du dépôt cristallin est étudiée. Une couche initiale de cristal est donc déjà présente à la surface du tube afin de s'affranchir des phénomènes de nucléation. Le problème est axi-symétrique. La géométrie considérée est illustrée par la figure 1. La frontière où a lieu la réaction hétérogène est représentée en gras et notée  $\Sigma$ .

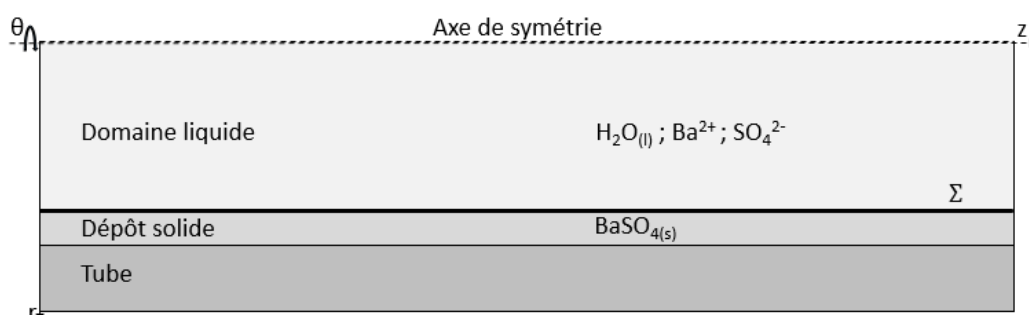


Figure 1 : Schéma de la géométrie du tube d'échangeur modélisé

Les constituants de la phase liquide sont légitimement considérés comme infiniment dilués dans l'eau. La masse volumique du fluide peut donc être assimilée à celle de l'eau, qui est supposée constante. Enfin, le fluide circule en régime d'écoulement laminaire. Cette hypothèse oblige à adopter des vitesses d'entrée sensiblement plus faibles que les vitesses réellement rencontrées dans les échangeurs industriels, vitesses pour lesquelles un modèle de turbulence serait nécessaire. L'étude est ainsi essentiellement académique et se concentre sur la description de l'interface de cristallisation.

## 2.2. Modèle

Les équations de conservation pour les deux phases solides, le dépôt et le tube, qui sont considérés comme des milieux homogènes, indéformables et fixes se réduisent à la conservation de l'énergie dans laquelle seul le transport par conduction doit être considéré. Pour la phase liquide, les constituants sont traités comme des espèces non ioniques. L'électro-migration n'est donc pas modélisée dans cette étude. Nous avons vu que les composants étant infiniment dilués, la masse volumique du liquide est supposée constante, égale à celle de l'eau. La conservation de la masse conduit donc à la conservation du volume. Consécutivement, la conservation de la quantité de mouvement s'exprime classiquement à l'aide des équations de Navier-Stokes complétées des lois de Fick décrivant la diffusion des espèces. Enfin, la conservation de l'énergie implique convection et conduction.

Les conditions initiales sont fournies par la solution de l'état stationnaire sans réaction hétérogène de cristallisation.

Outre les conditions de symétrie au centre du tube, la fermeture du problème est obtenue par l'écriture des conditions aux limites du domaine. A l'interface entre le dépôt et le tube, la continuité des températures et du flux de chaleur sont vérifiés. A l'extérieur du tube, côté calandre de l'échangeur, une température uniforme et constante est imposée. Les autres parois solides sont thermiquement isolées. Pour le liquide, en entrée, un profil de vitesse parabolique est calculé à partir d'un débit fixé. La température et la composition sont connues. En sortie l'écoulement est établi, avec une pression fixée. Il reste à traiter l'interface liquide dépôt, spécificité de ce travail puisqu'elle est le siège de la réaction de cristallisation. Le paragraphe suivant lui est consacré.

## 2.3. Interface liquide dépôt : prise en compte de la réaction de cristallisation

Dans la suite, les termes des phases liquide et  $\text{BaSO}_4(s)$  solide seront indicés respectivement l et s. L'écriture des conditions à la limite débute par l'expression des flux de matière. La croissance du dépôt solide (ou sa décroissance en cas de dissolution) est gérée en exprimant le flux solide à partir d'une cinétique de cristallisation :

$$\rho_s \mathbf{w} \cdot \mathbf{n}_l = -r_s^\Sigma \quad (2)$$

Dans cette équation,  $\mathbf{w}$  est la vitesse de l'interface  $\Sigma$  et  $\rho_s$  la masse volumique du solide. Le vecteur  $\mathbf{n}_l$  désigne la normale sortante de la phase liquide et  $r_s^\Sigma$  le taux massique de production du  $\text{BaSO}_4(s)$ . Aucun terme de réentraînement n'est introduit. Pour chacune des espèces réactives, le flux s'écrit :

$$\rho_{lA} (\mathbf{v}_{lA} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n}_l = -r_{lA}^\Sigma \quad A = \text{Ba}^{2+}, \text{SO}_4^{2-} \quad (3)$$

où  $\mathbf{v}_{lA}$  désigne la vitesse du constituant A et  $r_{lA}^\Sigma$  le taux de réaction massique de A. L'égalité, au signe près, des vitesses de réaction molaire de chaque espèce, déduite de l'équation de la réaction (1) nous permet d'exprimer les taux de réaction massiques des ions en fonction de celui de formation du solide :

$$r_{lA}^\Sigma = -\frac{M_{lA}}{M_s} r_s^\Sigma \quad A = \text{Ba}^{2+}, \text{SO}_4^{2-} \quad (4)$$

L'eau n'intervenant pas dans la réaction, son flux à l'interface est nul.

$$\rho_{l\text{H}_2\text{O}} (\mathbf{v}_{l\text{H}_2\text{O}} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n}_l = 0 \quad (5)$$

Une loi cinétique est utilisée pour calculer  $r_s^\Sigma$ . Plusieurs formes purement phénoménologiques sont disponibles dans la littérature [9,10]. On leur préfère la relation proposée par Zhen-Wu et al. [11], mieux fondée thermodynamiquement. Basée sur le rapport des quotients d'activités intervenant dans l'enthalpie libre de la réaction (1), elle autorise la cristallisation et la



dissolution du dépôt. En faisant l'hypothèse d'une solution idéale, justifiée à dilution infinie des ions et en tenant compte de la stœchiométrie de la réaction, la cinétique se réduit à :

$$r_s^\Sigma = M_s k_r \left( \frac{C_{lBa^{2+}} + C_{lSO_4^{2-}}}{C_s^{sat}(T^\Sigma)^2} - 1 \right) \quad (6)$$

avec  $k_r$  la constante cinétique exprimée en  $\text{mol.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $C_i$  la concentration molaire de l'espèce  $i$ . L'exposant « sat » indique qu'il s'agit de la concentration de saturation.

La composante normale de la vitesse liquide à l'interface est déduite de la traduction mathématique de l'absence de création ou de perte de matière à l'interface (postulat de Truesdell) :

$$r_{lBa^{2+}}^\Sigma + r_{lSO_4^{2-}}^\Sigma + r_s^\Sigma = 0 \quad (7)$$

En effet, en remplaçant les taux de réaction par leur expression issue des conditions aux limites (2,3,4) et en utilisant la vitesse barycentrique de la phase liquide :

$$\mathbf{v}_l = \frac{1}{\rho_l} (\rho_{lBa^{2+}} \mathbf{v}_{lBa^{2+}} + \rho_{lSO_4^{2-}} \mathbf{v}_{lSO_4^{2-}} + \rho_{lH_2O} \mathbf{v}_{lH_2O}) \quad (8)$$

nous obtenons :

$$\mathbf{v}_l \cdot \mathbf{n}_l = \mathbf{w} \cdot \mathbf{n}_l \left( 1 - \frac{\rho_s}{\rho_l} \right) \quad (9)$$

La condition d'adhérence assure une vitesse tangentielle nulle :

$$\mathbf{v}_l \cdot \mathbf{t}_l = 0 \quad (10)$$

D'un point de vue thermique, la continuité des températures et du flux de chaleur sont imposées :

$$T_l = T_s \quad (11)$$

$$r_s^\Sigma \frac{\Delta_c h_s}{M_s} + \mathbf{q}_l \cdot \mathbf{n}_l + \mathbf{q}_s \cdot \mathbf{n}_s = 0 \quad (12)$$

Le vecteur  $\mathbf{q}$  désigne le flux conductif de chaleur et  $\Delta_c h_s$  l'enthalpie de cristallisation.

### 3. Simulations

#### 3.1. Conditions

Les valeurs des paramètres et fonctions utilisés sont données dans le tableau 1. La masse volumique, viscosité, conductivité thermique et capacité thermique du fluide sont celles de l'eau dans les conditions normales de température et de pression. Elles sont supposées constantes. De même, la capacité thermique, conductivité thermique et masse volumique de la phase solide sont celles du sulfate de baryum à 25 °C et pression constante. Notons que la dépendance du coefficient cinétique  $k_r$  en fonction de la température, disponible pour certains sels tels que le  $\text{CaSO}_4$  [4, 5], n'est pas fournie par la littérature pour le  $\text{BaSO}_4$ . Aussi est-il constant [11]. Le tube est en acier AISI 4340. Ses propriétés sont issues de la banque de données Comsol.

Le débit imposé en entrée liquide correspond à une vitesse moyenne de  $0,1 \text{ m.s}^{-1}$  pour le diamètre du tube initial. Le fluide en entrée est à 90 °C et la concentration des ions salins est fixée à  $2.10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ . La pression de sortie est fixée à 20 bar. La température à la surface du tube, côté calandre est égale à 20 °C. La géométrie simulée est un tube de deux mètres de long en 2D axi-symétrique. Le tube a un rayon interne de 1 cm et une épaisseur de 3 mm. Un dépôt d'un millimètre d'épaisseur est initialement présent à la surface du tube. Le temps de simulation est fixé à un an.

Paramètre	Valeur	Unité	Référence
$C_s^{sat}(T)$	$3,8 \cdot 10^{-9}T^3 - 2,2 \cdot 10^{-6}T^2 + 3,1 \cdot 10^{-4}T + 3,9 \cdot 10^{-3}$	$\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$ (T en °C)	Corrélé à partir de [12]
$k_r$	$3,49 \cdot 10^{-9}$	$\text{mol} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	[11]
$D_{Ba^{2+}}$	$0,847 \cdot 10^{-9}$ (*)	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	[13]
$D_{SO_4^{2-}}$	$1,065 \cdot 10^{-9}$ (*)	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	[13]
$\Delta_c h_s$	26	$\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	Calculé (enthalpies de formation à 25 °C)

Tableau 1 : Paramètres et fonctions utilisés lors de la simulation

(\*) : à 25 °C dans de l'eau à dilution infinie

Le modèle est résolu à l'aide du logiciel de simulation numérique Comsol Multiphysics. Les meilleurs résultats sont obtenus avec le maillage non structuré visible sur la figure 2, composé de 3 222 485 éléments finis P1. La mobilité de l'interface entre le liquide et le dépôt est gérée par la méthode ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian). Le maillage doit être particulièrement fin autour de cette interface : un nombre de mailles suffisant sur le dépôt doit permettre le déplacement des nœuds sans dégénérescence des triangles.

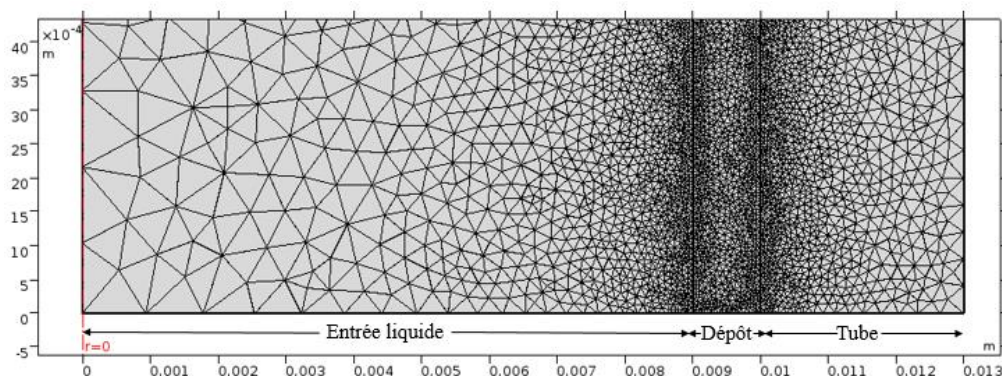


Figure 2 : Visualisation du maillage de la géométrie

Dans la partie suivante, les résultats des simulations effectuées dans les conditions décrites précédemment sont présentés. Une attention particulière est portée sur l'impact de la valeur de la constante cinétique  $k_r$ . En effet, dans les travaux de Naillon et al. [14], les auteurs suggèrent que les valeurs communément mesurées expérimentalement sont faussées par la prise en compte involontaire du phénomène de diffusion dans les mesures. En mesurant la vitesse de croissance réelle des cristaux à l'aide de caméras haute vitesse, ils obtiennent des valeurs de  $k_r$  jusqu'à cent fois plus élevées que celles de la littérature. Cette étude, bien que réalisée dans le cas de NaCl et avec une forme différente de l'équation cinétique, motive l'examen des conséquences d'une augmentation de la valeur de la constante dans notre cas.

### 3.2. Résultats

L'évolution temporelle de l'épaisseur du dépôt, disponible sur toute la longueur du tube est ici représentée en deux points particuliers, l'un proche de l'entrée et l'autre de la sortie de l'échangeur. Considérons dans un premier temps uniquement les courbes étiquetées  $k_r$  sur la figure 3, illustrant l'évolution de l'épaisseur relative du dépôt en ces deux points, c'est-à-dire l'épaisseur à un instant donné à laquelle on a retiré l'épaisseur initiale du dépôt.

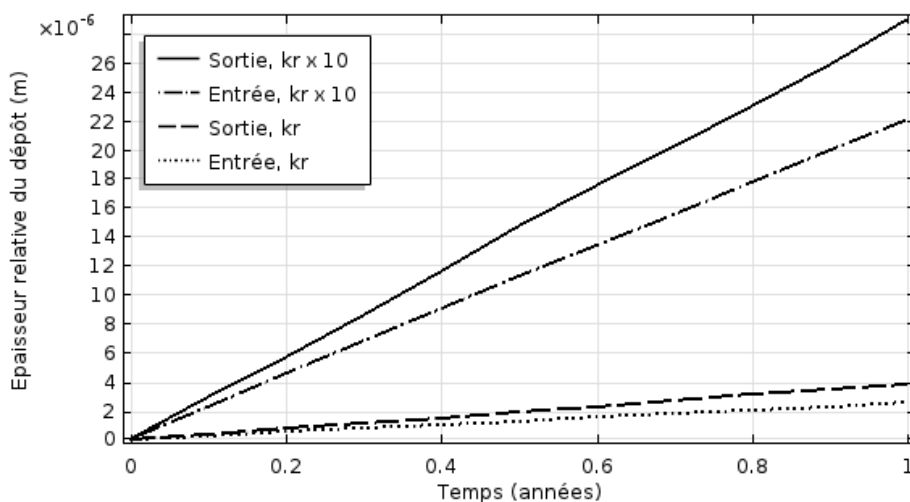


Figure 3 : Evolution de l'épaisseur relative du dépôt au cours du temps en entrée et sortie

Le dépôt croît plus rapidement en sortie d'échangeur qu'en entrée et la croissance est quasiment linéaire sur la durée simulée. Ce décalage dans la croissance du dépôt se traduit par une répartition au bout d'un an non uniforme le long du tube, comme l'illustre la figure 4 (courbe légendée  $k_r$ ). Ces résultats viennent confirmer ceux obtenus par Zhang et al [8].

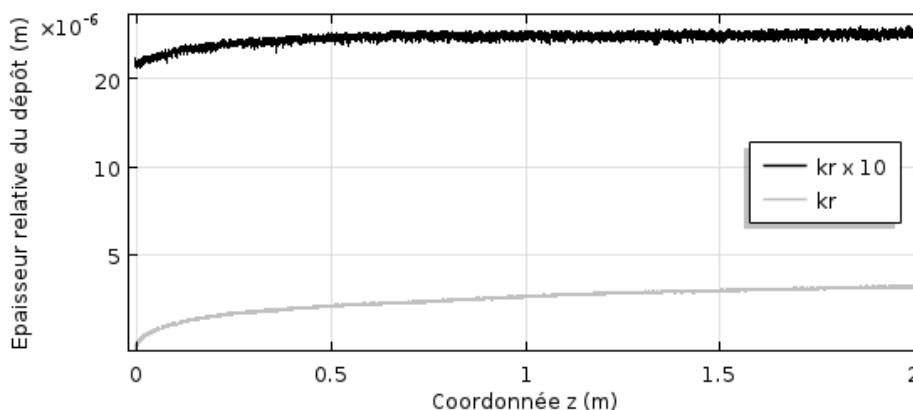


Figure 4 : Evolution de l'épaisseur relative du dépôt selon la longueur du tube à  $t=1$  an

L'épaisseur du dépôt est directement liée à la vitesse de l'interface  $w$ , gérée selon l'équation (2) à partir de la loi cinétique exprimant le taux de réaction  $r_s^Z$  (6). La concentration de saturation  $C^{sat}$  est plus élevée en entrée puisqu'elle évolue dans le même sens que la température reportée sur la figure 5. Comme cette grandeur est au dénominateur dans la loi cinétique (6), elle tend à diminuer la vitesse de croissance cristalline en entrée. Néanmoins, le produit de concentration des espèces au numérateur diminue le long de l'échangeur, comme on l'observe sur la figure 6 (courbe  $k_r$ ). Cet effet s'oppose au précédent mais n'est pas prépondérant. En effet, l'allure de  $r_s^Z$  selon la coordonnée  $z$  (non représentée ici) est logiquement similaire à celle de l'épaisseur (figure 4). C'est donc l'évolution thermique de la surface du dépôt et non les variations locales de concentration des espèces qui gère la cinétique de cristallisation.

La distribution de température selon l'axe  $r$  du tube est proposée sur la figure 7. Cette coupe permet de comparer les profils entre l'entrée et la sortie. On remarque qu'une couche limite de température se développe dans le tube puisque la température du fluide diminue à proximité de l'interface. Ce phénomène s'amplifie le long du tube. On vérifie bien le profil de conduction linéaire dans le dépôt et le tube. La figure 8 montre une coupe de concentration de  $Ba^{2+}$  qui a été réalisée de la même manière. On remarque un gradient de concentration à proximité de l'interface, ainsi qu'une diminution de la concentration globale entre l'entrée et la sortie induite par la cristallisation tout le long du tube. Notons enfin que la représentation de

l'hydrodynamique du tube ne présente pas d'intérêt ici, puisqu'un profil parabolique typique de l'écoulement laminaire est simplement vérifié.

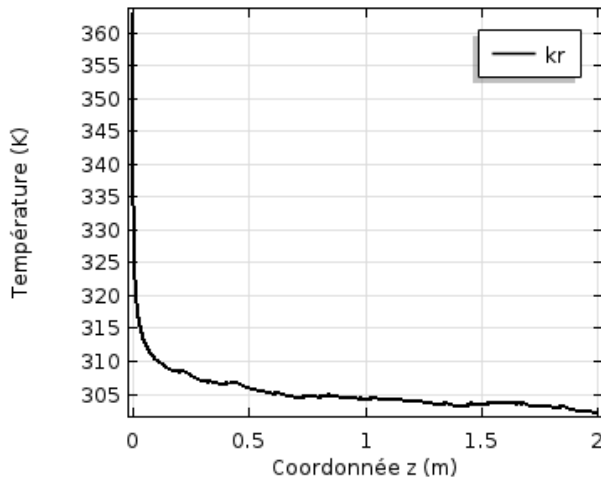


Figure 5 : Profil axial de température de l'interface ( $t = 1$  an)

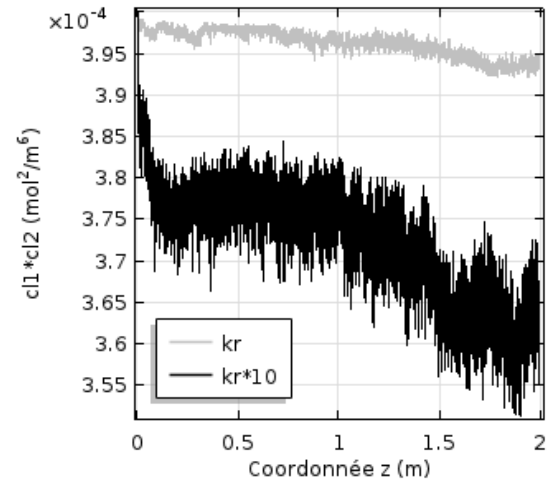


Figure 6 : Profil axial du produit des concentration sur  $\Sigma$  ( $t = 1$  an)

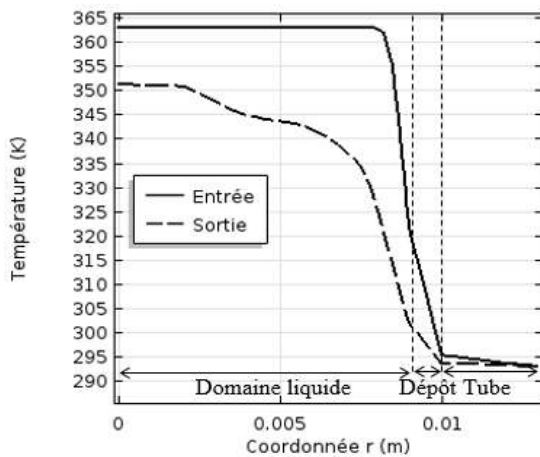


Figure 7 : Coupe transversale de température en entrée et sortie ( $t = 1$  an)

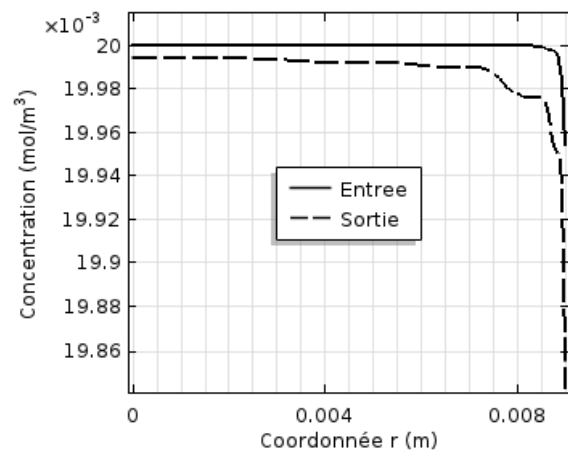


Figure 8 : Coupe transversale de  $C_{Ba^{2+}}$  en entrée et sortie ( $t = 1$  an)

L'importance de la caractérisation du coefficient  $k_r$  a été soulignée. Les simulations confirment l'impact de ce paramètre. La comparaison de l'évolution de l'épaisseur pour deux valeurs ( $k_r$  et  $k_r \times 10$ ) est conforme aux attentes (figures 3 et 4). Toutefois le rapport 10 du coefficient n'est pas directement retrouvé sur le dépôt, pour lequel l'épaisseur est au plus 7 fois plus importante au bout d'un an. Cette différence n'est pas imputable à l'évolution thermique et donc à la valeur de la solubilité  $C_{sat}$ . En effet, la faible surépaisseur du dépôt est sans conséquence sur les profils thermiques au point qu'ils se superposent quasiment. Par contre, l'augmentation du taux de déposition se traduit par une baisse des concentrations (figure 6, courbe  $kr \times 10$ ). Cette baisse compense partiellement l'augmentation par 10 du taux de réaction  $r_{\Sigma}^{\Sigma}$  via le facteur  $kr$ .

#### 4. Conclusion

La cristallisation dans le tube d'un échangeur de chaleur où circule une solution infiniment diluée d'ions baryum et sulfate est modélisée à l'échelle de la mécanique des milieux continus. Les équations de conservation ne sont pas détaillées dans ce document, mais la description est complète à l'interface séparant le fluide et le dépôt cristallin.

La résolution numérique du modèle est réalisée avec le logiciel Comsol Multiphysics. Les simulations fournissent notamment l'évolution temporelle et spatiale de l'épaisseur du dépôt

cristallin. Les courbes locales de température et de concentration permettent d'interpréter les profils obtenus. On montre que la cinétique de cristallisation est principalement gérée par la thermique. Les variations de concentration des constituants ont un rôle minoritaire, mais néanmoins influant. L'analyse proposée illustre ainsi les capacités offertes par le modèle et sa résolution afin d'améliorer la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de l'encrassement des échangeurs de chaleur.

Le passage à la réalité industrielle impose néanmoins un fluide chaud plus complexe, contenant plusieurs sels. De plus, le comportement thermique du fluide frigorigène, jusqu'ici limité à une température uniforme à la paroi du tube, doit être modélisé puis simulé. Enfin, les vitesses réelles nécessitent l'introduction de la turbulence. Alors, le calcul de l'évolution de la résistance thermique au cours du temps et dans l'espace, directement liée à la variation de l'épaisseur du dépôt, permettra d'évaluer la perte d'efficacité de l'échangeur.

Préalablement, le traitement numérique doit être optimisé. La figure 6 illustre clairement l'apparition d'oscillations au cours de la simulation. L'amplification des oscillations au cours du temps visible sur la figure 9 est symptomatique d'instabilités numériques provoquant à terme la divergence. Raffiner le maillage apporte des améliorations marginales et coûteuses en temps de calcul. La solution est à chercher dans une meilleure gestion du pas temps, notamment dans sa limitation à une valeur maximale.

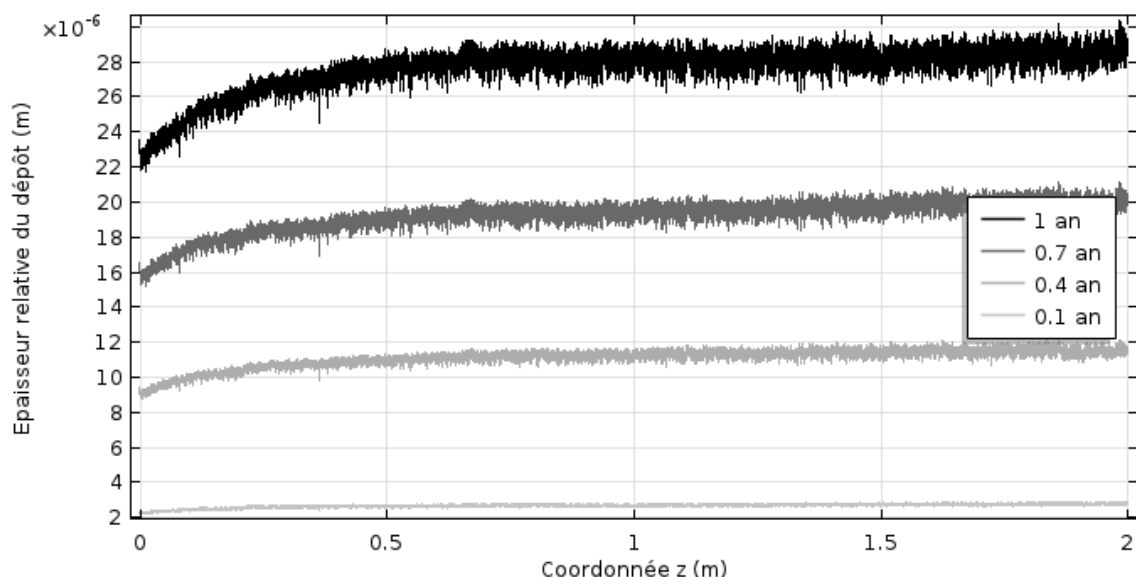


Figure 9 : Evolution de l'épaisseur relative du dépôt selon la longueur du tube à différents instants

## Références

- [1] W. L. McCabe et C. S. Robinson, *Industrial & Engineering Chemistry*, 16-5 (1924), 478-479.
- [2] D.Q. Kern et R.E. Seaton, *British Chemical Engineering*, 4-5 (1959), 258-262.
- [3] D.Q. Kern et R.E. Seaton, *Chem. Eng. Prog.*, 55-6 (1959), 71-73.
- [4] S. Krause, *International Chemical Engineering*, 33-3 (1993).
- [5] F. Brahim et al, *International Journal of Thermal Sciences*, 42-3 (2003), 323-334.
- [6] M.W. Bohnet, Crystallization fouling on heat transfer surfaces – 25 years research in braunschweig, *Proc. of 6<sup>th</sup> Int. Conf. on Heat Exchanger Fouling and Cleaning*, (Kloster Irsee, 2005), 295-302.
- [7] T. M. Pääkkönen et al, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 83 (2015), 84-98.
- [8] F. Zhang et al, *Food and Bioproducts Processing*, 93 (2015), 188-196.
- [9] S.T. Liu et G. H. Nancollas, *Journal of Crystal Growth*, 33 (1976), 11-20.
- [10] A. Christy et A. Putnis, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 55 (1993), 2161-2168.
- [11] B.Y. Zhen-Wu et al, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 194 (2016), 193-210.
- [12] C. Blount, *American Mineralogist*, 62 (1977), 942-957.
- [13] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, Internet Version*, CRC Press, 2005.
- [14] A. Naillon et al, *Journal of Crystal Growth*, 463 (2017), 201-210.

# Séparation des espèces d'un fluide binaire en milieu poreux avec prise en compte des caractéristiques des parois de la cavité.

Bafétiugué Ouattara<sup>1,2</sup>, Abdelkader Mojtabi<sup>1</sup>, Marie-Catherine Charrier-Mojtabi<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Université de Toulouse ; INPT, UPS; IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), Allée Camille Soula, F-31400 Toulouse, France

<sup>2</sup> Université Nangui Abrogoua, UFR Sciences Fondamentales Appliquées, 02 BP 801 Abidjan 02, Côte d'Ivoire

**Résumé** - On étudie analytiquement et numériquement la séparation des espèces d'un fluide binaire en tenant compte des caractéristiques des parois qui délimitent la cellule poreuse. On considère une cavité rectangulaire horizontale délimitée par deux parois en inox ou en cuivre dont l'épaisseur peut être supérieure à celle de la couche poreuse saturée par un fluide binaire. Les surfaces extérieures des parois sont soumises à un flux de chaleur uniforme. On étudie la solution unicellulaire qui peut apparaître après la perte de stabilité de la solution d'équilibre mécanique. La séparation des espèces est obtenue lorsque cette dernière solution est stable.

## Nomenclature

$A=L/H$	rappor de forme de la cavité	$T$	température, K
$a$	diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$	$K$	perméabilité du milieu poreux, $m^2$
$C$	fraction massique	<i>Symboles grecs</i>	
$c$	capacité calorifique massique, $J.Kg^{-1}.K^{-1}$	$\beta_T$	coefficient d'expansion thermique, $K^{-1}$
$D$	coefficient de diffusion massique, $m^2.s^{-1}$	$\beta_C$	coefficient d'expansion massique
$D_T$	coefficient de thermodiffusion $m^2.s^{-1}.K^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$H$	hauteur de la cavité poreuse saturée, m	$\rho$	masse volumique $Kg/m^3$
$L$	longueur de la cavité poreuse, m		
$q'$	Flux surfacique uniforme imposé sur les parois de la cavité, $W/m^2$		

## 1. Introduction

Lorsqu'un fluide binaire est soumis à un gradient de température, il induit un gradient de fraction massique, phénomène connu sous le nom de thermodiffusion ou effet Soret. En plus du terme donné par la loi de Fick, le flux de masse  $\vec{J}$  comporte un terme dû au gradient thermique :

$$\vec{J} = -\rho D \nabla C - \rho D_T C(1-C) \nabla T \quad (1)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion massique,  $\rho$  la masse volumique, et  $C$  la fraction massique d'un des constituants du mélange.  $D_T$  est le coefficient de thermodiffusion. De plus on considère des solutions diluées de telle sorte que  $C(1-C) \approx C_0(1-C_0)$  où  $C_0$  est la fraction massique de référence.

Dans le champ de gravité le couplage entre la convection et la thermo-diffusion appelé diffusion thermo-gravitationnelle peut conduire à une séparation des espèces du mélange beaucoup plus importante qu'en l'absence de convection. Furry, Jones et Onsager [1] ont été les premiers à développer une théorie de la thermo-diffusion pour interpréter les processus expérimentaux de séparation des isotopes. Ils ont utilisé pour cela une cavité

parallélépipédique verticale de grand rapport d'aspect, différentiellement chauffée sur les deux parois verticales. Plusieurs auteurs ont essayé d'améliorer ce dispositif pour augmenter la séparation. Emery et Lorenz ont proposé d'introduire un milieu poreux dans la cavité [2], Platten et al. [3] ont proposé d'incliner la cavité d'un certain angle par rapport à la verticale pour augmenter la séparation. Elhajjar et al. [4] ont montré qu'il était possible de réaliser la séparation des constituants d'un mélange en cavité horizontale avec des gradients thermiques imposés sur les parois horizontales. On dispose ainsi de deux paramètres physiques indépendants qui permettent de mieux contrôler la séparation. Elhajjar et al. [5] ont réalisé une étude analytique et numérique de l'écoulement monocellulaire pouvant conduire à la séparation des espèces en cellule poreuse horizontale saturée par un fluide binaire. Dans cette étude, les deux parois sont maintenues à des températures constantes et différentes. Une étude de stabilité linéaire de la solution unicellulaire est également développée.

On présente, dans ce travail, l'étude de l'influence de l'épaisseur et de la conductivité thermique des parois sur l'écoulement de convection unicellulaire, dans le cas d'une couche poreuse horizontale saturée par un fluide binaire. Des conditions de flux uniforme sont imposées à l'extérieur des parois. La solution analytique est obtenue pour des cellules de grand rapport d'aspect. Les résultats analytiques sont corroborés par des simulations numériques directes 2D. Dans la littérature on trouve peu d'études qui prennent en compte les caractéristiques des parois qui délimitent la cavité, alors que dans les expériences, l'épaisseur des parois est toujours supérieure à celle de la couche, fluide ou poreuse saturée. En convection naturelle et en milieu poreux, Mojtabi et Rees [6] ont réalisé une étude de stabilité linéaire et non-linéaire de la naissance de la convection pour déterminer l'influence de la prise en compte de la nature des parois ainsi que de leur épaisseur. En convection thermosolutale avec prise en compte de l'effet Soret, Ouattara et al. [7] ont considéré la même configuration que celle du présent travail et ont étudié l'influence de la prise en compte de parois sur la perte de stabilité de la solution d'équilibre.

## 2. Formulation mathématique

Nous considérons une cavité rectangulaire de rapport d'aspect  $A=L/H$ , où  $H$  est la hauteur de la cavité selon la verticale  $y$  et  $L$  sa longueur selon l'horizontale  $x$ . La cavité est remplie d'un milieu poreux saturé par un fluide binaire pour lequel l'effet Soret est pris en compte. Les parois horizontales ont la même épaisseur  $h$  et sont constituées du même matériau conducteur. Un flux de chaleur uniforme,  $q'$  par unité de surface, est appliqué à l'extérieur de ces parois en  $y=-h$  et  $y=h+H$ .

Les parois verticales ( $x=0$ ,  $x=L$ ) sont imperméables et thermiquement isolées. Toutes les parois sont supposées rigides. Pour la modélisation de l'écoulement au sein du milieu poreux, nous adoptons le modèle de Darcy et l'approximation de Boussinesq. Les propriétés thermo-physiques du fluide sont constantes à l'exception de la masse volumique dans le terme de gravité qui varie linéairement avec la température et la fraction massique.

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta_T (T' - T_0) - \beta_c (C' - C_0)) \quad (2)$$

Où  $T'$  est la température et  $C'$  la fraction massique d'un des constituants. (Remarquons que la fraction massique est déjà une grandeur sans dimension).  $\beta_T$  et  $\beta_c$  sont respectivement les

coefficients d'expansion thermique du fluide binaire et massique d'un des deux constituants,  $T_0$  et  $C_0$  sont relatifs à l'état de référence.

## 2.1. Formulation adimensionnelle du problème

On désigne par  $T_1$ ,  $T_3$  et  $T_2$  respectivement les températures au sein des deux parois et au sein de la couche poreuse.  $(\rho c)_s$  et  $\lambda_s$  sont respectivement la capacité calorifique volumique et la conductivité thermique des parois solides,  $(\rho c)_p$  et  $\lambda_p$  la capacité calorifique volumique et la conductivité thermique effective du milieu poreux.

Les équations adimensionnelles de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et l'équation de conservation des espèces, s'écrivent sous la forme suivante en introduisant la fonction de courant pour l'écoulement à travers le milieu poreux et en tenant compte de la conduction dans les parois solides:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 \varphi = -Ra \frac{\partial}{\partial x} (T_2 + \psi C), \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T_2 = \nabla^2 T_2, \\ \varepsilon \frac{\partial C}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla C = \frac{1}{Le} (\nabla^2 C - \nabla^2 T_2), \\ \frac{\partial T_1}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T_1, \\ \frac{\partial T_3}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T_3. \end{array} \right. \quad (3)$$

Les conditions aux limites associées au système (2) sont :

$$\begin{array}{l} y = -\delta, \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = -\frac{\lambda_p}{\lambda_s} = \frac{-1}{d}; \\ y = 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = \frac{1}{d} \frac{\partial T_2}{\partial y}, \quad T_1 = T_2, \quad \varphi = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial y} - \frac{\partial T_2}{\partial y} = 0; \\ y = 1, \quad \frac{\partial T_3}{\partial y} = \frac{1}{d} \frac{\partial T_2}{\partial y}, \quad T_2 = T_3, \quad \varphi = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial y} - \frac{\partial T_2}{\partial y} = 0; \\ y = 1 + \delta, \quad \frac{\partial T_3}{\partial y} = \frac{-1}{d}. \end{array} \quad (4)$$

Le problème dépend donc de huit paramètres adimensionnels qui sont: le nombre de Rayleigh thermique,  $Ra = (g \beta_T K \Delta T H) / (a \nu)$  ( $K$  est la perméabilité du milieu poreux); le facteur de séparation  $\psi = -(\beta_C / \beta_T) (D_T^* / D^*) C_0 (1 - C_0)$ ; le nombre de Lewis  $Le = a / D^*$ ; la porosité normalisée  $\varepsilon = \varepsilon^* (\rho c)_f / (\rho c)_p$  ( $\varepsilon^*$  est la porosité du milieu poreux),  $\alpha = a_s / a$  où



$a_s = \lambda_s / (\rho c)_s$  and  $a = \lambda_p / (\rho c)_f$  sont respectivement la diffusivité thermique des plaques et la diffusivité effective du milieu poreux, le rapport des conductivités thermiques,  $d = \lambda_s / \lambda_p$ ; le rapport de l'épaisseur des plaques sur celle de la couche poreuse  $\delta = h/H$ , et le rapport d'aspect de la cellule  $A = L/H$ .

$D_T^*$  et  $D^*$  désignent respectivement le coefficient de thermodiffusion et de diffusion massique du constituant le plus dense, déterminés en milieux poreux. Pour adimensionner la température on utilise le flux imposé à l'extérieur des parois soit :  $\Delta T = q' H / \lambda_p$  et pour la fraction massique la quantité :  $\Delta C = -\Delta T C_0 (1 - C_0) (D_T^* / D^*)$ .

## 2.2. Critères d'apparition de l'écoulement monocellulaire

Ouattara et al. [5] ont montré, en étudiant la stabilité de la solution de repos, pour une cellule de très grande extension longitudinale, que si  $\psi \geq \psi_{uni}$  et  $\psi \leq \psi_H$  avec

$$\psi_{uni} = \frac{51d^2\delta^2 + 70d\delta^3 - 12d\delta - 10}{10Le(1 + 2d\delta)^2 - 51d^2\delta^2 - 70d\delta^3 + 12d\delta + 10} \quad (5)$$

et 
$$\psi_H = \frac{-1}{1 + (2Led\delta + Le)} \quad (6)$$

la solution de repos perd sa stabilité via une bifurcation stationnaire conduisant à un écoulement monocellulaire avec un nombre de Rayleigh critique:

$$Ra_{cs} = \frac{12(1 + 2d\delta)}{1 + \psi(2Led\delta + Le + 1)} \dots\dots\dots(7)$$

On remarque que si  $d \rightarrow \infty$  ( i.e les parois sont infiniment conductrices) alors :

$Ra_{cs} \rightarrow 12/(Le \psi)$ , résultat déjà obtenu par Charrier-Mojtabi et al. [8].

Si  $\delta \rightarrow 0$ , les parois sont infiniment minces et le flux thermique est injecté à l'interface entre les parois et la couche poreuse. Dans ce cas :

$Ra_{cs} \rightarrow 12/(1 + \psi(Le+1))$  et  $\psi_{uni} \rightarrow -1/(Le + 1)$  résultat obtenu récemment par Yacine et al.[10]

## 3. Solution analytique de l'écoulement unicellulaire

### 3.1. Approximation de l'écoulement de type « parallèle »

Dans le cas limite de cellules de grand rapport d'aspect (i.e.  $A \gg 1$ ), on adopte l'hypothèse de l'écoulement parallèle, utilisée par de nombreux auteurs afin de déterminer le champ de vitesse (ou la fonction de courant) et les champs de température et de fraction massique. On cherche donc la solution sous la forme :

$$\begin{aligned} \varphi_{uni} = \varphi_{uni}(y); & \quad T_{1uni} = A_1 x + f_1(y); & \quad T_{2uni} = A_2 x + f_2(y); \\ T_{3uni} = A_3 x + f_3(y); & & \quad C_{uni} = m x + g(y); \end{aligned} \quad (8)$$

Le système d'équations (2) est transformé en un système d'équations différentielles ordinaires qui est résolu avec le logiciel MAPLE. En tenant compte des conditions aux limites (3) et du fait, qu'à l'état stationnaire, le transfert de chaleur à travers toute section droite de la cavité ainsi que le flux de masse sont nuls, on obtient la solution suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_{uni} = \psi_0(1-y)y, \\ T_{1uni} = A_2 x - \frac{y}{d} + \beta, \\ T_{2uni} = A_2 x - \psi_0 A_2 \left( \frac{y^3}{3} - \frac{y^2}{2} \right) - y + \beta, \\ T_{3uni} = A_2 x - \frac{y}{d} + \frac{\psi_0 A_2}{6} + \frac{1}{d} - 1 + \beta, \\ C_{uni} = m x + \frac{\psi_0(A_2 + mLe)(1-2y)(2y^2 - 2y - 1)}{12} + \frac{(1-mA)}{2} - y. \end{array} \right. \quad (9)$$

avec

$$m = -\frac{Le\psi_0^2 A_2 - 5Le\psi_0 - 30A_2}{Le^2\psi_0^2 + 30} \text{ .et } A_2 = \frac{5\psi_0}{\psi_0^2 + 30 + 60d\delta}, \quad (10)$$

On montre que l'équation du cinquième degré en  $\psi_0$  obtenue à partir de (10) a pour

$$\text{solutions: } \psi_0 = \left[ 0, \pm \frac{\sqrt{b}}{Le} (d_1 \pm \sqrt{d_1^2 + Le^2 d_2})^{1/2} \right]. \quad (11)$$

$$\text{Avec } \left\{ \begin{array}{l} b = 5/4, \\ d_1 = Ra Le^2 - 12[1 + Le^2(1 + 2\delta d)], \\ d_2 = 48Ra [1 + \psi(1 + Le(1 + 2\delta d))] - 576(1 + 2d\delta). \end{array} \right. \quad (12)$$

Le cas  $\psi_0=0$  correspond à l'état de repos et les signes  $\pm$  aux écoulements circulant dans le sens des aiguilles d'une montre ou dans le sens contraire. En utilisant les résultats analytiques obtenus pour la solution unicellulaire, on retrouve indirectement le nombre de Rayleigh critique associé à la perte de stabilité de la solution de repos (le radical de l'équation (10) doit être positif ou nul pour que le problème admette une solution réelle non nulle).

### 3.2. Etude de la séparation avec ou sans prise en compte de l'influence des parois

On obtient ainsi la séparation entre les deux extrémités de la cellule de grand rapport d'aspect :  $S=mA$ .

Pour illustrer l'influence de la prise en compte des parois, on considère comme fluide binaire saturant le milieu poreux, une solution eau-éthanol à une température de 22,5°C dont les propriétés thermophysiques sont données par Platten et al. [9].

Le pourcentage d'eau par rapport à l'éthanol conduit à différentes valeurs des nombres de Lewis et du facteur de séparation. Nous avons considéré dans toute la suite de l'étude  $Le=232$   $\psi=0.2$  et  $\varepsilon=0.5$ . Les plaques qui délimitent le milieu poreux ont une épaisseur  $h=0.5$  cm égale à l'épaisseur  $H$  de la couche poreuse et une longueur de 5 cm ( $A=10$ ,  $\delta=1$ ). On

considère qu'elles sont en acier inox ce qui conduit à  $d=29$  (le rapport des diffusivités thermiques  $\alpha = a_s/a$  est pris de l'ordre de 100)

Sur la figure 1, on compare dans les deux cas  $Le = 232$ ,  $\psi=0.2$ ,  $d=(0, 29)$  et  $\delta=(0,1)$ , la séparation en fonction du nombre de Rayleigh sans prise en compte de l'influence des parois (trait pointillé) et avec prise en compte de l'influence des parois (trait plein).

Bien que l'optimum de séparation soit le même dans les deux cas, on voit que la non prise en compte des parois sous-estime la séparation. Ce résultat est observé non loin de l'optimum de séparation pour  $Ra > Ra_{opt}$  et s'accroît pour des nombres de Rayleigh croissants. En effet, pour un flux de chaleur injecté au niveau des faces externes des parois solides, la différence de température au niveau de la couche poreuse saturée est inférieure à celle qui serait obtenue sans prise en compte de l'épaisseur des parois et ce pour un même flux.

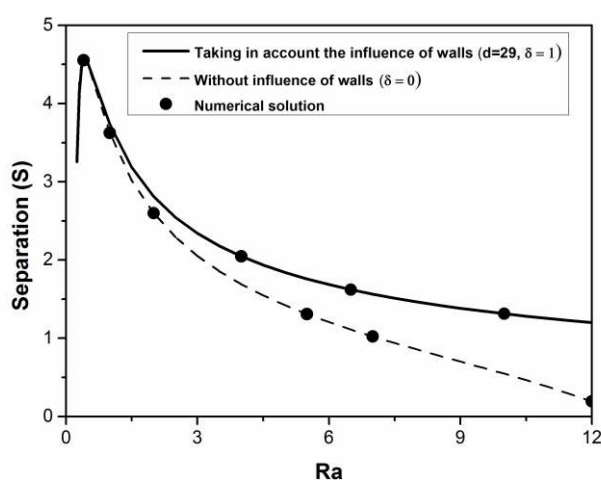


Figure 1 : Comparaison de la séparation avec ou sans prise en compte des parois :  $S=f(Ra)$  pour  $Le=232$ ,  $\psi=0.2$ ,  $\varepsilon=0.5$ ,  $d=(0,29)$ ,  $\delta=(0,1)$

#### 4. Simulations numériques 2D

Le système d'équations (2) avec les conditions aux limites (3) est résolu numériquement en utilisant un code aux éléments finis (COMSOL Multiphysics). Le maillage utilisé est un maillage quadrangle bien adapté à la géométrie du problème. Pour un rapport d'aspect de  $A=10$ , la résolution spatiale est de  $200 \times 30$  et on vérifie que les résultats obtenus avec  $A=20$  (résolution spatiale  $(300 \times 40)$ ) diffèrent peu de ceux obtenus pour  $A=10$ . On prend donc  $A=10$  pour tous les calculs.

Pour déterminer la séparation et calculer la valeur de  $m$  en réduisant le plus possible les effets de bords au niveau des parois latérales, pour un calcul donné, une fois l'état stationnaire atteint, on trace la courbe  $C=f(x)$  pour une valeur de  $y$  donnée et on calcule la pente de la courbe qui est une droite sauf au voisinage immédiat des parois latérales.

On présente des résultats pour le cas  $Le=232$ ,  $\psi = 0.2$ ,  $d = 29$ ,  $\delta = 1$  et  $Ra = 4$ . On rappelle que pour ces valeurs de  $Le$ ,  $d$  et  $\delta$ , on obtient un écoulement unicellulaire si  $\psi \geq \psi_{uni} = 0.0055$  et que la théorie linéaire conduit à

$$Ra_{cs} = 12(1 + 2d\delta)/(1 + \psi(2d\delta Le + Le + 1)) = 0.258$$

On présente sur les figures 2 et 3 les iso-concentrations, les lignes de courant et les isothermes respectivement pour ( $d = 0, \delta = 0$ ) (pas de prise en compte des parois) et ( $d = 29, \delta = 1$ ) (prise en compte de la conductivité et de l'épaisseur des parois). On note un très bon accord entre les résultats numériques et les résultats analytiques (cf. fig. 1) ainsi que l'importance de la prise en compte des parois.

En analysant les iso-concentrations dans les deux cas, on constate que la prise en compte des parois conduit à une modification du champ de concentration avec pour effet l'augmentation de la séparation.

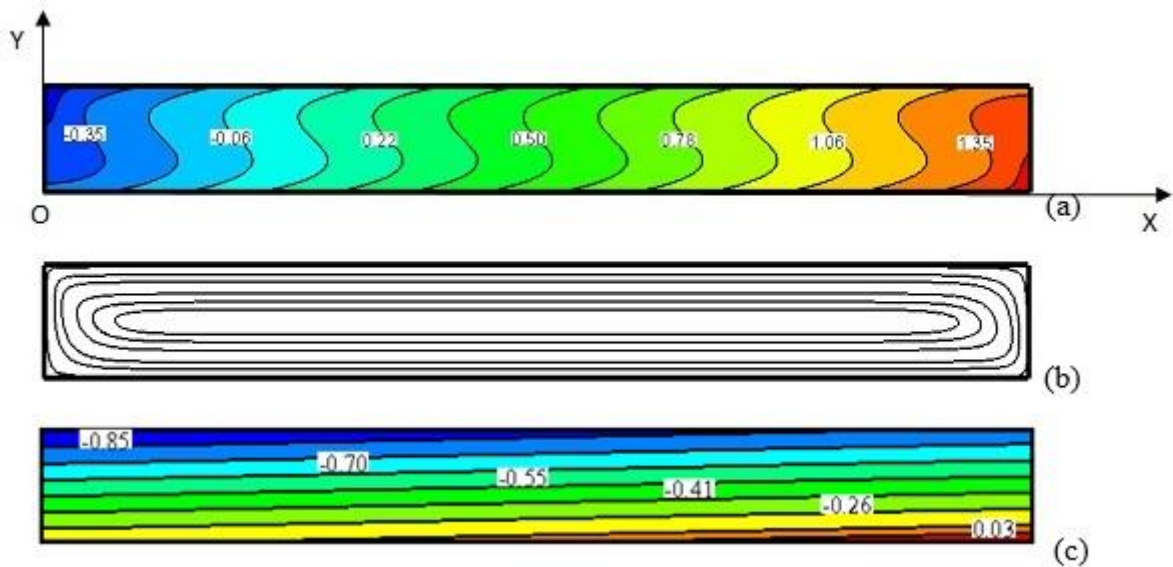


Fig. 2 : iso-concentrations (a), lignes de courant (b), et isothermes (c) pour  $Le=232$ ,  $\psi = 0.2$ ,  $Ra = 4$ , sans prise en compte des parois,  $d=0$ ,  $\delta=0$ . Séparation :  $S=1.86$ .

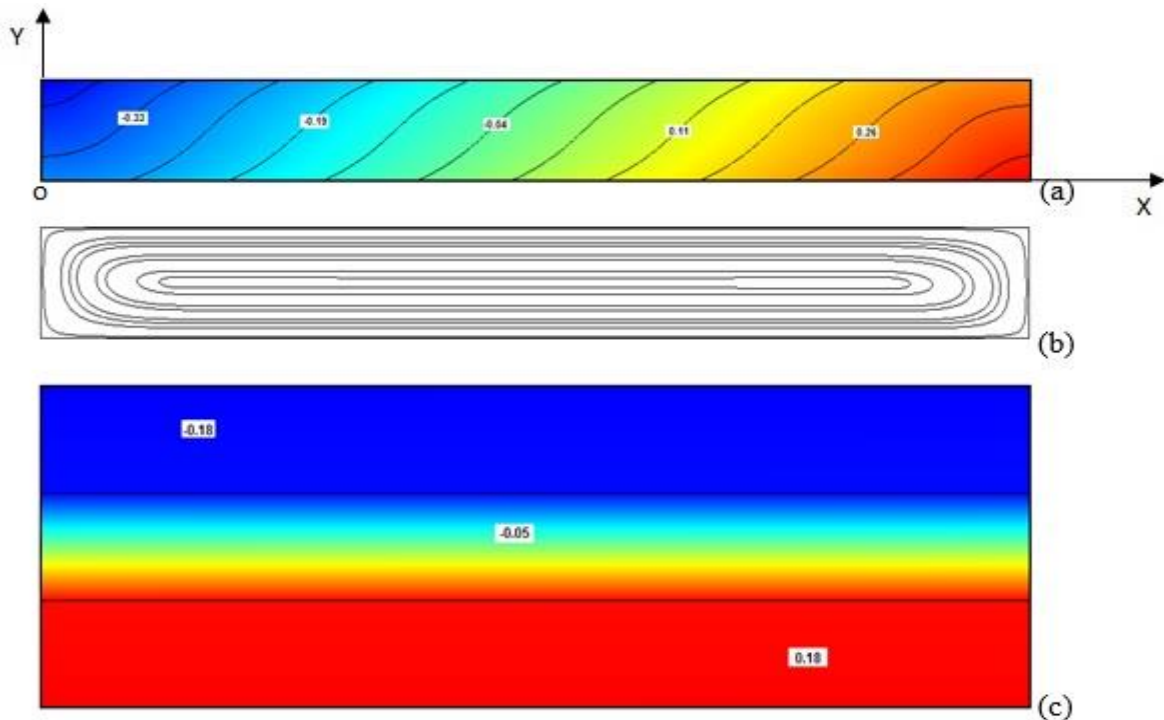


Fig. 3 : iso-concentrations(a), lignes de courant (b), et isothermes(c) pour  $Le=232$ ,  $\psi = 0.2$ ,  $Ra = 4$ , avec prise en compte des parois ;  $d=29$ ,  $\delta=1$ . Séparation :  $S=2.04$ .

## 5. Conclusion

On a présenté une étude analytique et numérique de l'écoulement unicellulaire qui peut apparaître, après la perte de stabilité de la solution d'équilibre, au sein d'une couche poreuse horizontale de grande extension saturée par un fluide binaire. On prend en compte l'épaisseur et la conductivité thermique des parois qui délimitent la cellule. Le problème dépend de huit paramètres adimensionnels et en plus du système classique d'équations de conservation à résoudre dans le milieu poreux saturé par le fluide binaire, on résout l'équation de la chaleur dans les deux parois solides délimitant la cellule. La résolution analytique repose sur l'hypothèse de l'écoulement de type « parallèle ». Elle permet la détermination du gradient de fraction massique horizontal conduisant au calcul de la séparation des constituants entre les deux parois verticales de la cavité. Les résultats montrent que la non prise en compte de l'épaisseur et de la conductivité thermique des parois sous-estime la séparation.

Les résultats analytiques sont corroborés par des résultats de simulations numériques directes 2D réalisés à l'aide d'une méthode aux éléments finis (COMSOL multiphysics<sup>o</sup>).

## Références

- [1] W.H. Furry, R.C. Jones, L. Onsager, On the theory of isotope separation by thermal diffusion, *Phys. Rev.*, 55 (1939), 1083–1095.
- [2] A.H. Emery, M. Lorenz, Thermal diffusion in packed column, *Amer. Inst. Chem. Engrg.*, J. 9 (1963), 661–663.
- [3] J.K. Platten, M.M. Bou-Ali and J.F. Dutrieux, Enhanced molecular separation in inclined thermogravitational columns, *J. Phys. Chem.*, B 107 (2003), 11763–11767.
- [4] B. Elhajjar, A. Mojtabi, M. Marcoux et M. C. Charrier-Mojtabi, Étude de la thermogravitation dans une couche fluide horizontale, *Comptes Rendus Mécanique*, Volume 334, Issue 10 (2006), 621-627.
- [5] B. Elhajjar, M.C. Charrier-Mojtabi, A. Mojtabi, Separation of a binary fluid mixture in a porous horizontal cavity, *Phys. Rev. E* 77(2) (2008) 026310.
- [6] A. Mojtabi, D.A.S. Rees, The effect of conducting bounding plates on the onset of Horton-Rogers-Lapwood convection, *Int. J. Heat Mass Transfer* 54 (2010) 293-301.
- [7] B. Ouattara, A. Khouzam, A. Mojtabi, M.C. Charrier-Mojtabi, Analytical and numerical stability analysis of Soret-driven convection in a horizontal porous layer: the effect of conducting bounding plates, *Fluid Dyn. Res.* 44(3) (2012) 031415
- [8] M.C. Charrier-Mojtabi, B. Elhajjar, A. Mojtabi, Analytical and numerical stability analysis of Soret-driven convection in a horizontal porous layer, *Phys. Fluids* 19(12) (2007) 124104.
- [9] J.K. Platten, M.M. Bou-Ali, J.F. Dutrieux, Enhanced molecular separation in inclined thermogravitational columns, *J. Phys. Chem. B* 107 (42) (2003) 11763-11767
- [10] L. Yacine, A. Mojtabi, R. Bennacer, A. Khouzam, Soret-driven convection and separation of binary mixtures in a horizontal porous cavity submitted to cross heat fluxes, *Int. J. thermal Sciences*, 2016, V.: 104, 29-38



# Thème 7

## Micro et nano thermique

### Contents

---

Résistance thermique d'interface entre nano-couches diélectriques . . . . .	200
Étude de la transition laminaire-turbulent dans un écoulement de nanofluides en conduite .	208
Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux . . . . .	216

---

# Résistance thermique effective d'interface entre nano-couches diélectriques

Kamal ALAILI<sup>1\*</sup>, Jose ORDONEZ-MIRANDA<sup>1</sup>, Younès EZZAHRI<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA, F-86962 Futuroscope Chasseneuil, France

\*(auteur correspondant : kamal.alaili@univ-poitiers.fr)

**Résumé** - L'équation de transport de Boltzmann (ETB) est l'outil requis pour décrire le transport des phonons dans les matériaux solides diélectriques dès lors que ce transport devienne non-diffusif. De nombreux efforts ont été effectués dans le passé afin de résoudre cette équation pour le transport des phonons dans les nano-couches diélectriques. Toutefois, la résolution exacte reste très approximative et majoritairement implicite. Les effets d'interface dans les nano-couches sont pris en compte via les coefficients de réflexion et de transmission des phonons, sans intervenir la notion de la résistance thermique effective d'interface (RTEI). Dans le cadre de ce travail, nous avons remplacé ces coefficients par le concept macroscopique de la RTEI en se basant sur la solution analytique explicite de l'ETB dans le cadre de l'approximation du spectre gris et du temps de relaxation.

## Nomenclature

$z$	position, m	$c$	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
$x$	position normalisée	$T$	température, K
$L$	épaisseur, m	<i>Symboles grecs</i>	
$l$	libre parcours moyen, m	$\tau$	temps de relaxation, s
$q_0$	densité de flux thermique, $W.m^{-2}$	$\lambda$	épaisseur normalisée
$v$	vitesse de groupe, $m.s^{-1}$	$\rho$	densité massique, $kg.m^{-3}$
$I_0$	intensité des phonons à l'équilibre, $W.m^{-2}$		

## 1. Introduction

Durant ces dernières années, le transport de la chaleur dans les couches diélectriques dont les dimensions caractéristiques peuvent aller du micromètre aux dizaines de nanomètres fait l'objet de plusieurs travaux de recherche [1-4], en raison de son importance dans différents domaines d'applications, notamment en électronique [5]. Le transport thermique dans ces couches micro et nanométriques change énormément par rapport aux matériaux massifs, ce qui nécessite une étude plus approfondie de la thermique aux petites échelles d'espace. En effet, lorsque la dimension du système est plus grande que le libre parcours moyen des porteurs de chaleur  $l$  (dans le cas présent, les phonons), le flux de chaleur est contrôlé par la loi classique de Fourier. Ce régime, bien connu, est dit diffusif. Par contre, dans le cas où  $l$  est supérieur à la dimension caractéristique du système, la loi de Fourier ne peut s'appliquer. Dans ce second régime, non-local ou balistique, les porteurs de chaleur subissent moins de collisions, notamment entre eux. L'équation de transport de Boltzmann (ETB) est alors utilisée pour traiter le transport des phonons dans les couches nanométriques [6]. Il est cependant compliqué de résoudre directement l'ETB soit numériquement, soit analytiquement sans passer par des hypothèses et/ou des approximations.

Le développement des méthodes numériques, comme la méthode de Monte-Carlo ou la dynamique moléculaire permettent de résoudre l'ETB appliquée aux phonons. Ces approches



modélisent avec une bonne précision le transport thermique, mais exigent cependant un temps de calcul relativement long. La résolution analytique reste peu aisée et majoritairement implicite. Plus récemment, Ordonez-Miranda *et al* [7] ont obtenu une solution analytique explicite de l'ETB dans le cadre de l'approximation du spectre gris et du temps de relaxation à l'aide de la méthode des ordonnées discrètes (MOD). Cette solution reproduit les résultats numériques avec une excellente précision (99.9%). Dans ce dernier travail, les effets d'interface ont été pris en compte *via* les coefficients de réflexion et de transmission sans parler de la résistance thermique effective d'interface (RTEI).

Il existe deux modèles courants pour pouvoir estimer l'ordre de grandeur de la RTEI qui sont le modèle des désadaptations acoustiques (acoustic mismatch model en anglais, AMM) et le modèle de diffusion des phonons (diffuse mismatch model, DMM) [8]. La différence majeure entre ces deux modèles est que dans le DMM, le phonon incident perd la mémoire de ses caractéristiques initiales (polarisation, direction de propagation) avant qu'il n'arrive à l'interface, alors que dans le AMM, la direction de propagation est contrôlée par des lois similaires à celles de Snell-Descartes pour les ondes électromagnétiques. Les valeurs obtenues par le modèle DMM (AMM) sont inférieures (supérieures) par rapport aux résultats expérimentaux. Ces deux modèles DMM et AMM ne tiennent pas compte des effets de l'épaisseur sur la RTEI, et ils considèrent que la RTEI est une propriété intrinsèque de l'interface.

Le principal objectif de ce travail est d'exploiter la solution analytique de l'ETB en régime stationnaire obtenue dans le cadre de l'approximation du spectre gris et du temps de relaxation pour modéliser le transport des phonons aux interfaces. Nous réécrivons ensuite cette solution analytique en fonction de la RTEI. Enfin, les résultats des calculs seront présentés et analysés.

## 2. Résolution analytique de l'équation de transport de Boltzmann (ETB)

Comme mentionné dans l'introduction, Ordonez-Miranda *et al* ont résolu l'ETB analytiquement dans le cadre de l'approximation du spectre gris et du temps de relaxation pour décrire le transport des phonons dans un système multicouche. Les détails de la résolution fait l'objet de la publication [7]. Ci-après, nous discutons la validité de cette résolution.

### 2.1. Solution d'Ordonez-Miranda pour la conduction thermique en régime stationnaire

Le point de départ de notre analyse est la solution analytique de l'ETB établie par Ordonez-Miranda *et al* pour étudier le transport thermique dans une couche déposée sur un substrat en régime stationnaire monodimensionnel, comme le montre la figure 1a. La température normalisée  $U_n(x)$  et le flux thermique  $Q_{sn}$  normalisé dans la direction  $z$  sont donnés par [7] :

$$\left\{ \begin{array}{l} 2U_1(x) = E_2(x) + \int_0^\lambda U_1(x')E_1(|x-x'|)dx' \\ 2U_2(x) = E_2(x) + \int_0^\infty U_2(x')E_1(|x-x'|)dx' \\ \frac{Q_{s1}}{2} = E_3(x) - \frac{d}{dx} \int_0^\lambda U_1(x')E_3(|x-x'|)dx' \\ \frac{Q_{s2}}{2} = E_3(x) - \frac{d}{dx} \int_0^\infty U_2(x')E_3(|x-x'|)dx' \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (1a) \\ (1b) \\ (1c) \\ (1d) \end{array}$$

où  $x = z/l_1$  est la position normalisée,  $\lambda = L/l_1$  est l'épaisseur normalisée de la couche, et  $E_n(\cdot)$  est la fonction exponentielle intégrale d'ordre  $n$  [9].

où

$$U_n(x) = \frac{\pi I_{0n}(x) - A_n^-}{A_n^+ - A_n^-} \quad (2a)$$

$$Q_{sn}(x) = \frac{q_0(x)}{A_n^+ - A_n^-} \quad (2b)$$

où  $I_{0n}$  est la composante stationnaire de l'intensité des phonons à l'équilibre, et les constantes

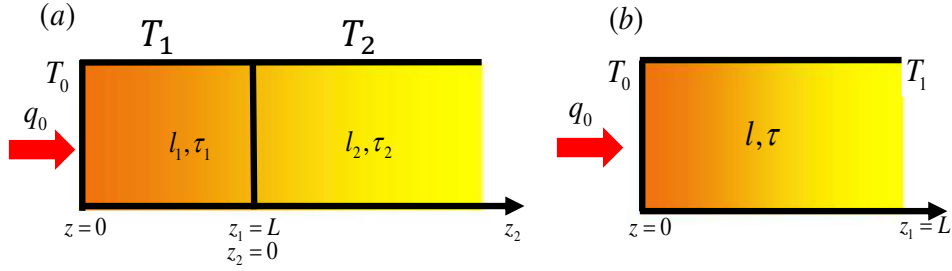


Figure 1 : (a) Couche déposée sur un substrat. (b) Mono-couche avec deux parois soumises à une différence de température  $\Delta T = T_0 - T_1$

$A_n^\pm$  ( $A_2^- = 0$ ) sont déterminées par les conditions aux limites. Nous nous intéressons ici au cas d'un milieu gris, pour lequel le libre parcours moyen et le temps de relaxation sont constants ( $l = v \cdot \tau$ ). Par application du principe de la conservation de l'énergie, on peut montrer que :

$$\frac{A_2^+}{t_{12}} = \frac{A_1^-}{r_{12}} \quad (3a)$$

$$\frac{A_2^+}{2t_{12}} = A_1^+ E_3(\lambda) + \int_0^\lambda \pi I_{01}(x) E_2(\lambda - x) dx + \int_0^\infty \pi I_{02}(x) E_2(x) dx \quad (3b)$$

$$A_1^+ = q_0 + 2A_1^- E_3(\lambda) + 2 \int_0^\lambda \pi I_{01}(x) E_2(x) dx \quad (3c)$$

où  $r_{ij}$  et  $t_{ij}$  sont les coefficients de réflexion et de transmission des phonons venant de la  $i$ -ième couche vers la  $j$ -ième couche, respectivement. L'interface entre les nano-couches présentant des imperfections se traduit par l'existence des pics de rugosité de l'ordre de 2 nm. Le processus de diffusion des phonons par les parois domine à cause de la rugosité de l'interface. Pendant ce processus de diffusion, les phonons diffusent dans toutes les directions à l'interface, et ces deux coefficients peuvent être estimés par le modèle DMM [10] :

$$t_{ij} = r_{ji} = 1 - t_{ji} = \frac{\rho_j c_j v_j}{\rho_i c_i v_i + \rho_j c_j v_j} \quad (4)$$

Les équations (1a)-(1d) déterminent complètement la température normalisée  $U_n(x)$  et le flux de chaleur monodimensionnel normalisé  $Q_{sn}(x)$  dans la couche  $n$  ( $n = 1; 2$ ), mais ce n'est pas évident de les résoudre directement. Plus récemment, ce système d'équations a été approximativement résolu par Ordóñez-Miranda *et al* [7] en se basant sur la MOD. La haute précision (environ 99%) de cette dernière solution explicite, montre que cette approche est très utile et équivalente à la résolution numérique. En effet, au 1<sup>er</sup> ordre de l'approximation, la solution

analytique  $U_n^{(1)}(x) = U_n(x)$  des équations (1a)-(1d) peut être écrite sous la forme :

$$U_1^{(1)}(x) = 1 - \alpha[x + \beta + \gamma(p(x) - p(\lambda - x))] \quad (5a)$$

$$\alpha = \frac{3}{4}Q_{s1} = \frac{1}{\lambda + 2\beta} \quad (5b)$$

$$U_2^{(1)}(x) = 1 - \frac{3}{4}Q_{s2}(x + p(x)) \quad (5c)$$

où  $\beta$  et  $\gamma$  sont deux paramètres. On peut les déterminer en évaluant les équations (1a) et (1c) en  $x = 0$  et les comparer avec les équations (5a) et (5b). Les résultats finaux sont :

$$\beta(\lambda) = \frac{\xi(1/3 + E_4(\lambda)) + C_2(1/2 - E_3(\lambda))}{C_2(1 - E_2(\lambda)) + \xi(1/2 + E_3(\lambda))} \quad (6a)$$

$$\gamma(\lambda) = \frac{(1 - E_2(\lambda))(1/3 + E_4(\lambda)) - (1/4 - E_3^2(\lambda))}{C_2(1 - E_2(\lambda)) + \xi(1/2 + E_3(\lambda))} \quad (6b)$$

avec  $\xi = C_1 + 2(p(\lambda) - p(0))$ ,  $C_n = \int_0^\lambda (p(x) - p(\lambda - x))E_n(x)dx$ , et  $p(x) = A + BE_2(x) + CE_3(x)$  ( $A = 0.71047$ ,  $B = -0.25082$ , et  $C = 0.23526$ ) [7]. Compte tenu du fait que l'intensité de phonons à l'équilibre  $I_{0n}$  est reliée à la température  $T_n$  par la relation  $4\pi I_{0n}(x) = \rho_n c_n v_n T_n(x)$ , les équations (5a) et (5c) peuvent être réécrites en fonction de la température :

$$T_0 - T_1(x) = \frac{3q_0}{\rho_1 c_1 v_1} [x + \beta(\lambda) + \gamma(\lambda)(p(x) - p(\lambda - x))] \quad (7a)$$

$$T_0 - T_2(x) = \frac{3q_0}{\rho_1 c_1 v_1} [\delta_{12}(x + p(x)) + \lambda + 2\beta(\lambda)] \quad (7b)$$

où  $\delta_{12} = \rho_1 c_1 v_1 / \rho_2 c_2 v_2 = r_{12} / t_{12}$ . Nous allons maintenant discuter la validité et la précision des équations (5a)-(5c) pour la température et le flux thermique. Il est à noter que (5a) se réduit à (5c) lorsque  $\lambda$  devient très supérieure à l'unité ( $\beta(\infty) \rightarrow p(\infty) \approx A$  et  $\gamma(\infty) \rightarrow 1$ ) (voir figure 3a).

## 2.2. Profil de température

Comme mentionné plus haut, les solutions analytiques exactes des équations (1a)-(1d) sont pratiquement impossibles à obtenir directement. Cela a conduit Ordonez-Miranda à faire certaines approximations en se basant sur la MOD [7]. La solution trouvée dans (5a) est considérée comme une solution du premier ordre. La solution du second ordre est obtenue en remplaçant (5a) dans (1a) et ainsi de suite pour les approximations d'ordre supérieur. Nous calculons le pourcentage d'erreur entre l'approximation du premier ordre et celle du second ordre en utilisant  $E = (|U_1^{(1)}(x) - U_1^{(2)}(x)|) / U_1^{(1)}(x)$ . où  $U_1^{(1)}(x)$  et  $U_1^{(2)}(x)$  sont respectivement, les approximations du premier ordre et du second ordre pour le profil de température normalisé dans une couche d'épaisseur finie.

La figure 1b présente un cas de conditions aux limites que nous étudions dans ce paragraphe : il s'agit d'un cas où la paroi chaude est maintenue à la température  $T_0$  et la paroi froide est maintenue à la température  $T_1$ . Le profil de température normalisé est présenté sur la figure 2a pour différentes valeurs de l'épaisseur  $L$  de la couche. Cette figure présente une superposition de l'approximation du premier ordre (ligne continue) et celle du second ordre (ligne pointillée) utilisée pour le calcul du profil de température. Lorsqu'on se place en régime purement diffusif

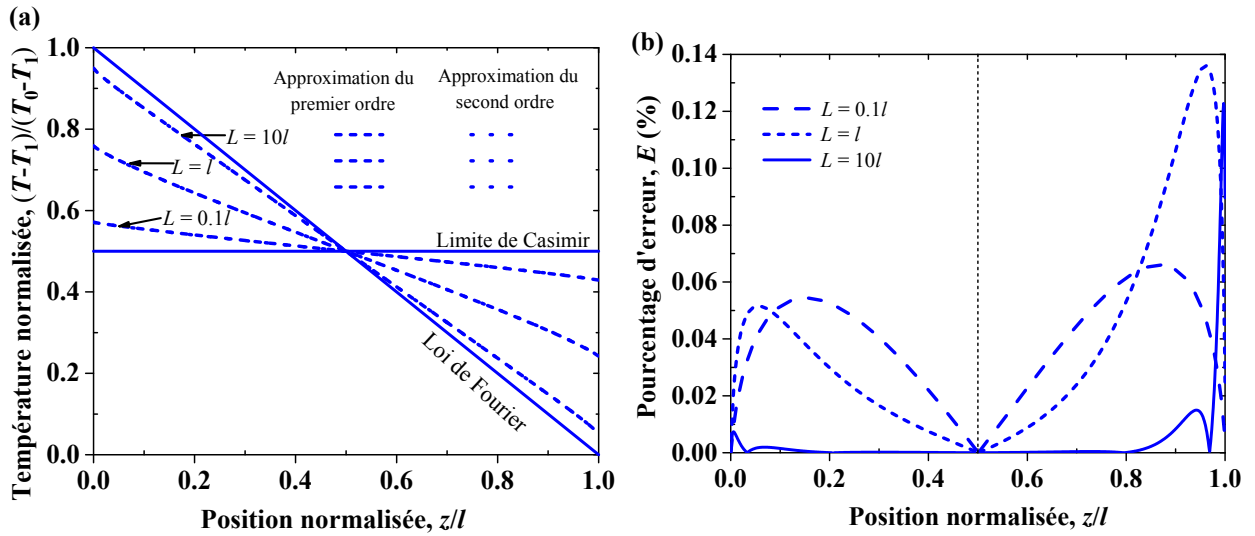


Figure 2 : (a) Profils de température normalisé par  $\Delta T = T_0 - T_1$  en fonction de la position normalisée  $x = z/l$ . (b) Pourcentage d'erreur entre l'approximation du premier ordre et celle du second ordre

( $L = 10l$ ), le profil de température est linéaire et la loi de Fourier est applicable, contrairement au cas du régime balistique ( $L = 0.1l$ ). Dans ce dernier régime, les phonons n'interagissent pas entre eux et la température dans le film peut être calculée en utilisant la loi limite de Casimir  $T_{ballistic} = [(T_0^4 + T_1^4)/2]^{1/4}$  [6].

La figure 2b montre le pourcentage d'erreur  $E(\%)$  entre l'approximation du premier ordre et celle du second ordre en fonction de la position normalisée  $z/l$ . Il est clair que les deux approximations sont presque indifférenciables et la déviation entre elles ne dépasse pas 0.14%. En outre, cette déviation est pratiquement nulle dans le cas du régime diffusif, contrairement au cas du régime intermédiaire ( $L = l$ ), qui présente un maximum de 0.13% autour de  $z = 0.9l$ . On peut également constater que la déviation est égale à zéro à  $z = 0.5l$  quelle que soit l'épaisseur de la couche. Ceci était attendu, car les deux approximations sont égales au centre de la couche ( $x = \lambda/2$ ). En effet, on peut montrer directement que  $U_1^{(1)}(x = \lambda/2) = U_1^{(2)}(x = \lambda/2) = 1/2$  indépendamment de l'épaisseur de la couche.

### 2.3. Flux de chaleur

On continue de discuter la validité de la solution donnée par (5a), mais cette fois-ci pour le flux de chaleur. Nous avons remplacé  $U_1(x')$  dans (1c) par  $U_1^{(1)}(x')(U_1^{(2)}(x'))$ , ce qui permet de calculer le flux de chaleur en utilisant l'approximation du premier ordre (second ordre) pour la température en régime stationnaire. Nous avons tracé sur la figure 3(a) le comportement des paramètres  $\beta$ ,  $\gamma$  et le flux normalisé  $Q_{s1}$  en fonction de l'épaisseur normalisée. Pour une couche très mince  $\lambda = L/l_1 \ll 1$ , le flux normalisé se réduit à 1, ce qui coïncide avec (1c) (En évaluant cette équation en  $x = 0$ ). Lorsque l'épaisseur de la couche diminue, tous les processus de diffusion des phonons disparaissent et le régime du transport est complètement balistique. Dans ce régime, le flux de chaleur peut être calculé par la loi de Stephan-Boltzmann  $q_{ballistic} = \sigma(T_0^4 - T_1^4)$ , où  $\sigma$  est l'analogue de la constante de Stefan-Boltzmann pour les phonons. Dans le régime purement balistique, la loi de Fourier ne peut s'appliquer et les résultats pour le flux (1c) sont en bon accord avec ceux reportés par Swartz et Pohl [8].

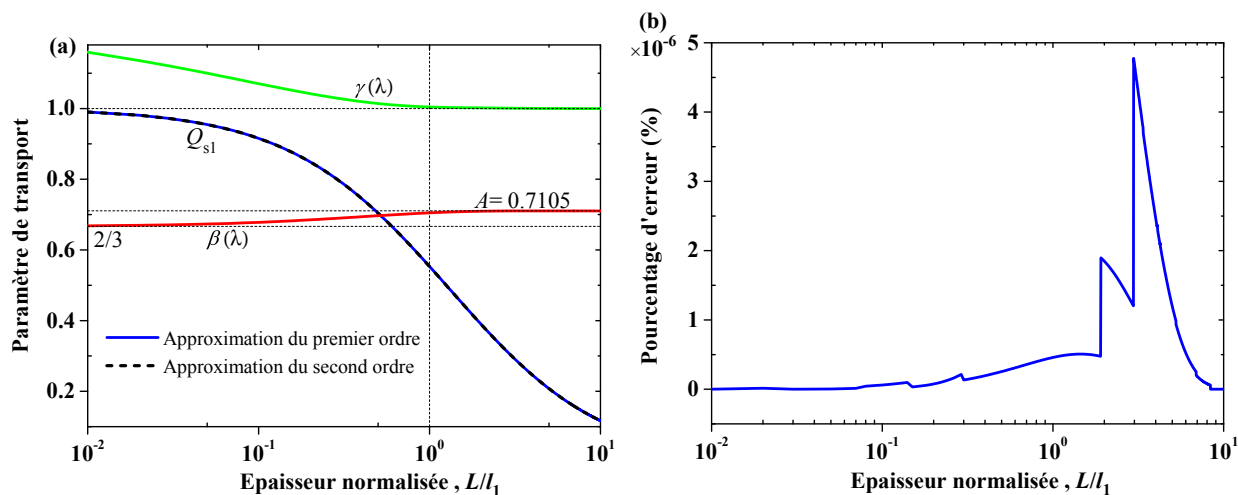


Figure 3 : (a) Comportement des paramètres de transport thermique en fonction de l'épaisseur normalisée  $x = z/l$ . (b) Pourcentage d'erreur  $E(\%)$  entre l'approximation du premier ordre et celle du second ordre pour le flux normalisé

Sur la figure (3b), on peut constater que les deux approximations donnent rigoureusement les mêmes résultats pour le flux normalisé. Le pourcentage d'erreur entre les deux approximations pour le flux est quasiment nul. Par conséquent, il est suffisant d'utiliser l'approximation du premier ordre de la température pour étudier le transport de chaleur à l'interface entre une couche finie et un substrat, notamment la RTEI. Ce point a été traité et analysé dans la section qui suit.

### 3. Résistance thermique effective d'interface

La solution analytique de l'ETB obtenue pour le profil de température monodimensionnel dans une couche d'épaisseur finie déposée sur un substrat, peut être réécrite en fonction de la RTEI. Pour ce faire, nous allons calculer la RTEI à partir des expressions (7a) et (7b). On considère le cas de la figure 1a, où l'interface est localisée en  $x = \lambda(x = 0)$ . Il est bien connu que la RTEI est la cause principale des sauts de température qui se produisent à l'interface lorsqu'un flux de chaleur traverse celle-ci. Elle est définie comme suit :

$$T_1(x = \lambda) - T_2(x = 0) = R(\lambda)q_0 \quad (8)$$

où  $T_1(x = \lambda)$ , et  $T_2(x = 0)$  représentent les températures à la même interface et  $q_0$  est la densité de flux thermique qui traverse celle-ci. Le profil de température est discontinu à la traversée de l'interface, contrairement au flux thermique qui reste continu à l'interface. Après avoir remplacé (7a) et (7b) dans (8), on trouve l'expression suivante pour la RTEI :

$$R(\lambda) = 3 \left( \frac{f(\lambda)}{\rho_1 c_1 v_1} + \frac{1}{\sqrt{3} \rho_2 c_2 v_2} \right) \quad (9)$$

où  $f(\lambda)$  est une fonction paramétrique définie par :

$$f(\lambda) = \beta(\lambda) - \gamma(\lambda)(p(\lambda) - p(0)) \quad (10)$$

avec  $p(0) = 1/\sqrt{3}$ .

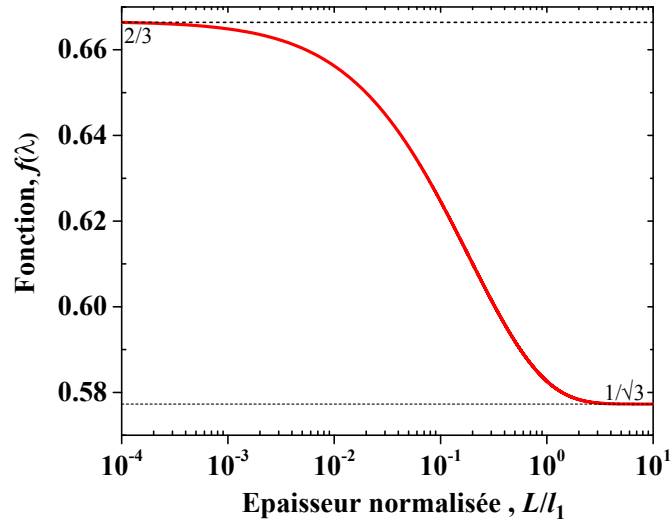


Figure 4 : Variation de la fonction  $f(\lambda)$  en fonction de l'épaisseur normalisée  $\lambda = L/l_1$

La figure 4 montre la variation de la fonction paramétrique  $f(\lambda)$  définie dans (10) en fonction de l'épaisseur normalisée de la couche  $\lambda$ . Les valeurs minimale et maximale de cette fonction sont  $f(\infty) = 1/\sqrt{3}$  et  $f(0) = 2/3$ , respectivement. Dans le régime diffusif ( $\lambda \rightarrow \infty$ ), la RTEI définie dans (9) tend vers une valeur constante  $R = \sqrt{3}(1/\rho_1 c_1 v_1 + 1/\rho_2 c_2 v_2)$ , alors que dans le régime balistique ( $\lambda \rightarrow 0$ ), elle tend vers une valeur constante  $R = \sqrt{3}(2/\sqrt{3}\rho_1 c_1 v_1 + 1/\rho_2 c_2 v_2)$ . En comparant (9) avec les prédictions du modèle DMM pour la RTEI ( $R = 2(1/\rho_1 c_1 v_1 + 1/\rho_2 c_2 v_2)$ ) [10], nous constatons que l'erreur maximale entre les deux résultats ne dépasse pas 16% dans le cas purement diffusif. Même si le modèle DMM est approprié pour les interfaces rugueuses à température élevée [11], ses prédictions souvent en désaccord avec les résultats expérimentaux. En effet, l'équation (9) représente une généralisation du modèle DMM et prévoit que dans le régime intermédiaire, la RTEI dépend fortement du rapport entre l'épaisseur du film et le libre parcours moyen des phonons. Il est important de noter que les valeurs de la RTEI dans le régime balistique sont supérieures à celles dans le régime diffusif. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné (voir figure 2a), dans les petites structures (la taille de la structure est de même ordre ou plus petite que le libre parcours moyen), la température ne varie pas significativement avec la position et les sauts de températures deviennent très importants à l'interface.

Une fois qu'on a calculé la RTEI, on peut réécrire l'équation (7b) en fonction de la RTEI "Fourier like form", comme nous l'avons mentionné au début de cette partie :

$$T_0 - T_2 = \frac{3q_0}{\rho_1 c_1 v_1} \left[ \delta_{12} \left( x + p(x) - \frac{1}{\sqrt{3}} \right) + \lambda + \beta(\lambda) + \frac{\rho_1 c_1 v_1 R(\lambda)}{3} + \gamma(\lambda) \left( p(\lambda) - \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] \quad (11)$$

Jean Kaiser *et al* [12] ont récemment étudié le même problème de transport, comme le montre la figure 1a en utilisant la loi de Fourier avec des conditions appropriées aux parois. Ils ont obtenu que la température en régime stationnaire dans une couche d'épaisseur finie et dans un substrat est donnée par (12) et (13), respectivement.

$$T_0 - T_1(x) = \frac{3q_0}{\rho_1 c_1 v_1} \left( x + \frac{2}{3} \right) \quad (12)$$

$$T_0 - T_2(x) = \frac{3q_0}{\rho_1 c_1 v_1} \left( \delta_{12} x + \lambda + \frac{2}{3} + \frac{\rho_1 c_1 v_1 R}{3} \right) \quad (13)$$

Il est très intéressant de constater les similarités entre le système des équations [(7a) et (11)] et celui [(12) et (13)] calculé par Jean Kaiser *et al* [12]. Pour une couche très mince ( $\lambda \ll 1$ ),  $p(\lambda) \approx p(x) \rightarrow 1/\sqrt{3}$ ,  $\beta(\lambda) \rightarrow 2/3$ , et on peut montrer facilement que (11) prend la forme de (13).

## 4. Conclusion

Nous avons présenté la solution analytique explicite de l'ETB dans le cadre de l'approximation du milieu gris et du temps de relaxation obtenue pour le profil de température stationnaire monodimensionnel dans une couche déposée sur un substrat. Nous avons montré que cette solution peut être réécrite en fonction de la résistance thermique effective d'interface (RTEI) "Fourier like form". Nous avons montré également que les valeurs asymptotiques de la RTEI dans le régime balistique sont supérieures à celles dans le régime diffusif, alors que dans le régime intermédiaire, elles dépendent fortement du rapport  $\lambda = L/l$  entre l'épaisseur de la couche  $L$  et le libre parcours moyen  $l$  des phonons. Nos résultats peuvent être utiles pour décrire le transport thermique dans les nano-couches diélectriques, notamment le transport à l'interface, du moment que l'approximation du milieu gris est valide.

## Références

- [1] D. G. Cahill, et al., *Applied Physical Review.*, 1 (1) (2014) 011305.
- [2] Y. Wang, et al., *Physical Review B*, 90 (2014) 165406.
- [3] X. Wang, et al., *Scientific Reports* 4, (2014) 6399.
- [4] A. A. Balandin, et al., *Matter Today*, 15 (6) (2012) 266-275.
- [5] E. Pop, *Nano Research*, 3 (3) (2010) 147-169.
- [6] A. Majumdar, *ASME Journal of Heat Transfer*, 115 (1993) 7-16.
- [7] J. Ordóñez-Miranda, et al., *Journal of Applied Physics*, 118 (7) (2015) 075103.
- [8] E. T. Swartz, et al., *Reviews Of Modern Pysics*, 61 (1989) 605-668.
- [9] J. R. Howell, et al., *CRC Press*, (2010).
- [10] G. Chen, et al., *Physical Review B*, 57 (1998) 14958-14973.
- [11] F.X. Alvarez, et al., *J. Appl. Phys*, 107(8) (2010) 084303.
- [12] J. Kaiser, et al., *Journal of Applied Physics*, 121 (4) (2017) 044302.

# Etude de la transition laminaire-turbulent dans un écoulement de nanofluides en conduite.

Catalin-Viorel POPA<sup>1\*</sup>, Jean-François HENRY<sup>1</sup>, Dounia ZIYATI<sup>1</sup>, Didier CARON<sup>1</sup>, Cong Tam NGUYEN<sup>2</sup>, Stéphane FOHANNO<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Groupe de Recherche en Sciences pour l'Ingénieur (GRESPI/Thermique), Université de Reims Champagne Ardenne, Moulin de la Housse, BP 1039, 51687 Reims Cedex

<sup>2</sup>Mechanical Engineering, Université de Moncton, Canada, NB, E1A 3E9

\*(auteur correspondant : catalin.popa@univ-reims.fr)

**Résumé** - Dans le présent travail expérimental, des mesures du coefficient de transfert de chaleur convectif ( $h$ ) et de la perte de charge linéaire ( $\Delta P$ ), ont été effectuées dans une conduite horizontale en cuivre pour le nanofluide eau- $Al_2O_3$  (10nm). Les expériences ont été menées pour plusieurs concentrations massiques et plusieurs nombres de Reynolds compris entre 600 et 6000. L'influence de la concentration massique des nanoparticules sur la transition laminaire-turbulent, la perte de charge linéaire et le transfert de chaleur a été évaluée. Cette étude a permis d'observer et de quantifier un retard dans la transition laminaire-turbulent lorsque la concentration massique du nanofluide augmente.

## Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

$C_p$	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>
$D$	diamètre du tube, m	$\Delta P$ perte de charge linéaire, Pa
$h$	coefficient de transfert convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$\phi_{vol}$ concentration volumique, %
$I$	intensité du courant, A	$\phi_{wt}$ concentration massique, %
$k$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>
$L$	longueur chauffée, m	$i$ intérieur
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$	$e$ extérieur
$S$	surface d'échange, $m^2$	$a$ air
$T$	température, K	$p$ particule
$U$	tension, V	$fb$ fluide de base
$x$	cote, m	$nf$ nanofluide

## 1. Introduction

Les nanofluides, des fluides caloporteurs conventionnels dans lesquels sont dispersées des nanoparticules métalliques ou céramiques, possèdent des propriétés thermiques améliorées en comparaison des propriétés des fluides caloporteurs conventionnels seuls, et semblent constituer une alternative intéressante pour les applications thermiques où des flux de chaleur élevés sont requis [1, 2].

La possibilité d'ajouter de fines particules solides, très conductrices, dans un fluide afin d'augmenter la conductivité thermique de manière substantielle avait déjà été étudiée il y a plus d'un siècle par Maxwell [3]. Jusqu'à l'avènement des nanotechnologies, seules des particules de tailles millimétriques ou micrométriques étaient disponibles à un coût raisonnable. La grande taille des particules dispersées dans la suspension présentait alors plusieurs inconvénients tels qu'une sédimentation rapide, la formation de bouchons dans les écoulements, une forte augmentation de la perte de charge ou l'érosion des conduites qui ont freiné l'utilisation de tels mélanges liquides-solides dans les échangeurs de chaleur. En revanche, les nanofluides, composés de particules de taille nanométrique, présentent l'avantage d'être plus stables et moins sujets aux inconvénients cités précédemment pour de plus grosses particules.



Initialement, les travaux de recherche consacrés aux nanofluides se sont principalement concentrés sur l'analyse de leur conductivité thermique. Certains de ces nanofluides se sont révélés très efficaces pour augmenter le transfert de la chaleur, même avec de très faibles fractions volumiques en nanoparticules [4]. Plusieurs publications ont ainsi montré que les conductivités thermiques mesurées sur des nanofluides pouvaient être considérablement plus élevées que celles prévues par les modèles macroscopiques usuels. Ainsi, des augmentations de 40% par rapport au fluide de base ont été relevées pour un nanofluide constitué par des nanoparticules d'oxydes métalliques dispersées dans de l'eau et même jusqu'à 150% pour un nanofluide à base de nanotubes de carbone dans de l'huile. En conséquence, plusieurs auteurs ont tenté de fournir une description des phénomènes physiques sous-jacents expliquant une telle augmentation de la conductivité thermique [5].

Quand un nanofluide est en écoulement, la seule conductivité thermique n'est plus suffisante pour évaluer l'efficacité du transfert de chaleur. L'augmentation de la conductivité thermique ne permet plus à elle seule d'expliquer l'amélioration constatée des coefficients d'échange thermique. Dans le cas du transfert de chaleur convectif, il est aussi nécessaire de déterminer si la performance thermique du nanofluide restera meilleure que celle du fluide de base en dépit de l'augmentation de la chute de pression. En particulier, l'un des points-clés à résoudre concerne la détermination du rôle de la viscosité sur la dynamique de l'écoulement et les caractéristiques du transfert de chaleur [6]. Néanmoins, en dépit de son importance dans les transferts convectifs, la rhéologie particulière des nanofluides n'a pas reçu autant d'attention que la conductivité thermique [7]. Par ailleurs, à la connaissance des auteurs il n'existe pas à ce jour de travaux expérimentaux traitant la question de la transition laminaire-turbulent des nanofluides dans des conduites.

Dans le présent travail, des mesures du coefficient de transfert de chaleur convectif ( $h$ ) et de la perte de charge linéaire ( $\Delta P$ ), ont été effectuées simultanément dans une conduite horizontale en cuivre utilisant le nanofluide eau- $\text{Al}_2\text{O}_3$  (10nm) comme fluide caloporteur. Les expériences ont été menées pour plusieurs concentrations massiques et plusieurs nombres de Reynolds compris entre 600 et 6000.

## 2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (Figure 1), développé dans le cadre de cette étude, se compose d'une conduite horizontale en cuivre de diamètres intérieur/extérieur 4,4/5 mm et de longueur 1,565 m, d'un réservoir thermostaté, d'une pompe de circulation et d'un débitmètre.

Un récipient d'une contenance de 500 mL est installé dans une cuve à ultrasons pour désagréger le nanofluide en cours d'expérimentation. Le nanofluide traverse également une cuve de refroidissement qui lui permet d'assurer une température très stable dans le temps même pendant les phases de chauffage. Par ailleurs, une caméra thermique permet la mesure de la température de surface du tube en cuivre, tandis qu'un manomètre de type KELLER, relié à la centrale d'acquisition, mesure la perte de charge entre l'entrée et la sortie du tube sur une gamme de 0 à 1 bar avec une précision de 0,29%. La zone d'étude correspond à un tronçon de tube de 40cm de long, chauffé par effet Joule, et situé à 100 cm de l'entrée du tube pour éviter les effets d'entrée ( $L/D > 220$ ). Le tube de cuivre est peint en noir avec une peinture mate d'émissivité égale à 0,93 dans la bande spectrale de fonctionnement de la caméra utilisée (CEDIP-FLIR Titanium, 640x512 pixels, détecteurs sensibles de 1,5 à 5,1  $\mu\text{m}$ , NETD 20 mK à 20 °C).

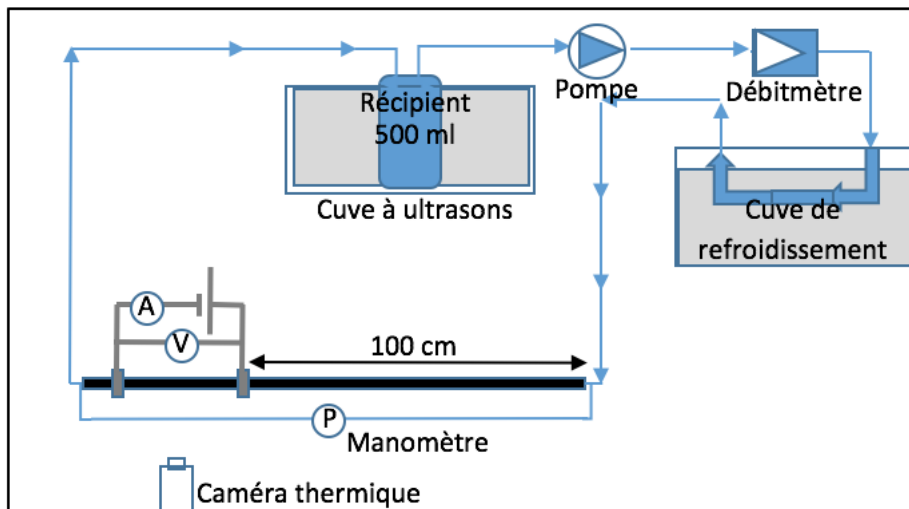


Figure 1 : Dispositif expérimental

### 3. Matériels et méthodes

La mesure du coefficient de transfert de chaleur convectif découle du bilan thermique opéré sur le tube en cuivre chauffé par effet Joule et refroidi par la circulation interne du nanofluide. La connaissance de la puissance apportée et la mesure par thermographie infrarouge de la température externe du tube permettent de déduire le coefficient de transfert convectif entre le nanofluide et la paroi interne du tube. Cette technique a déjà été utilisée en laboratoire en régime périodique ou permanent, en écoulements mono ou diphasiques [8, 9].

#### 3.1. Mode opératoire

L'excitation électrique du tube de cuivre est ajustée à chaque débit pour générer une amplitude thermique de l'ordre de  $3^{\circ}\text{C}$  sur la surface extérieure du tube (Figure 2.b). Lorsque le régime établi est obtenu, l'acquisition des thermogrammes est déclenchée à une fréquence de 5Hz sur une durée de 20 à 30 secondes (100 à 150 images) encadrant le passage hors tension (Figure 2).

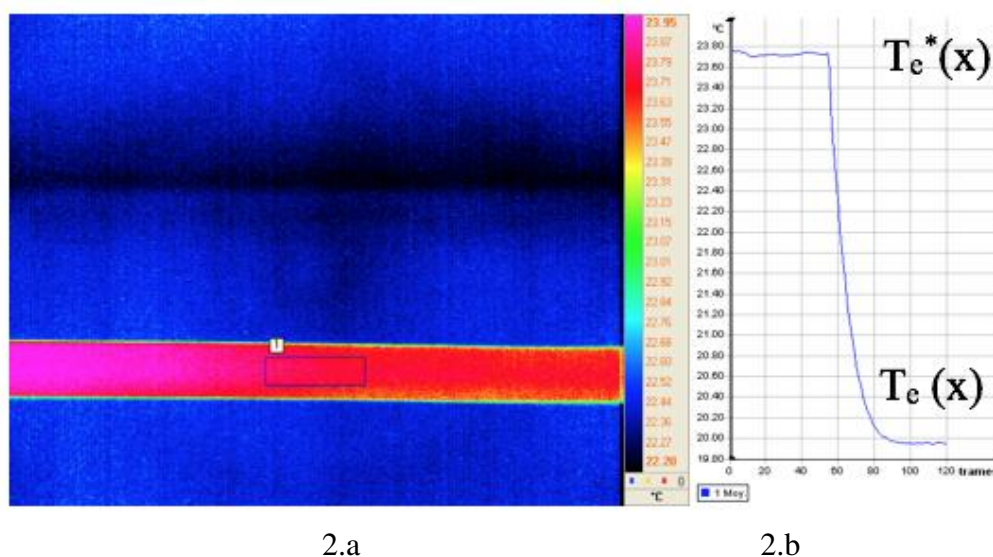


Figure 2 : Thermogramme (2.a) et cinétique thermique de la zone de mesure (2.b)

La mesure précise ( $\pm 5/100^{\text{ème}}$  de degré) de l'échauffement ( $T_e^*(x) - T_e(x)$ ) généré par effet Joule s'effectue sur la valeur moyenne en fin de charge (Figure 3.a) et le début de la phase de repos (Figure 3.b).



Figure 3a : Fin du créneau de chauffe



Figure 3b : Début du repos

### 3.2. Méthode d'analyse en régime permanent

Le bilan thermique du tube de cuivre, sachant que la puissance dissipée est constante sur toute la longueur  $L$  chauffée, s'écrit :

$$UI = h_i S_i (T_i^* - T_{nf}^*) + h_e S_e (T_e^* - T_a^*) \quad (1)$$

Dans cette expression, les températures  $T_i^*$ ,  $T_e^*$  et  $T_{nf}^*$  sont respectivement les températures, pendant la phase de chauffage (symbolisée par l'astérisque\*), des parois interne et externe du tube et du nanofluide. Le coefficient d'échange lié au rayonnement et à la convection externe est de l'ordre  $h_e = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour une température de l'air ambiant de  $20^\circ\text{C}$ .

La contribution des échanges extérieurs sur le bilan thermique est faible mais est néanmoins prise en compte dans les calculs (le calcul précis du coefficient  $h_e$  est effectué à l'aide des relations semi-empiriques classiques).

Compte tenu de la faible épaisseur du tube de cuivre ( $0,3 \text{ mm}$ ) et de sa forte conductivité thermique ( $k_{Cu} = 400 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), nous considérons l'égalité des températures entre les deux parois du tube, interne et externe. La validité de cette hypothèse est encore renforcée par la faible part de flux qui est évacué vers l'extérieur comparée à celle qui est évacuée dans le nanofluide.

Dans ces conditions, l'équation (1) se simplifie en :

$$h_i = \frac{UI - h_e S_e (\overline{T_e^*} - T_a)}{S_i (T_e^* - T_{nf}^*)} \quad (2)$$

Dans cette expression, il faut encore déterminer la température du nanofluide  $T_{nf}^*$  à l'endroit de la mesure (Figure 4) pour calculer le coefficient d'échange entre le fluide et la paroi interne du tube.



Figure 4: Repérage de la zone de mesure : cote  $x$

Puisque la source volumique générée par effet Joule est constante sur toute la longueur  $L$  de chauffe et si on considère que la totalité de la puissance est transférée dans le nanofluide, nous pouvons écrire à la cote  $x$  :

$$h_i = UI \frac{x}{L} = \dot{m} C_p (T_{nf}^*(x) - T_{nf}^*(x=0)) \quad (3)$$

et en déduire la température du fluide à la cote  $x$  :

$$T_{nf}^*(x) = T_{nf}^*(x=0) + \frac{UI \frac{x}{L}}{\dot{m} C_p} \quad (4)$$

Dans cette expression,  $T_{nf}^*(x=0)$  est la température du nanofluide en entrée de zone de chauffe, c'est également la température du nanofluide et/ou du tube de cuivre  $T_e$  pendant la période sans chauffage. De même, si la cote  $x$  est prise au centre de la zone de chauffe, alors la température  $T_{nf}^*(x)$  correspond à la température moyenne  $\overline{T_e^*}$  du tube chauffé.

Finalement, le coefficient d'échange entre le fluide et la paroi interne du tube s'exprime par :

$$h_i = \frac{UI - h_e S_e (T_e^*(x) - T_{air})}{S_i \left( T_e^*(x) - T_e(x) + \frac{UI \frac{x}{L}}{\dot{m} C_p} \right)} \quad (5)$$

### 3.3. Propriétés thermophysiques des nanofluides

Le nanofluide utilisé dans cette étude eau- $Al_2O_3$  est un colloïde diphasique, où les nanoparticules solides de 10 nm de diamètre sont en dispersion homogène dans le fluide de base. Les propriétés des nanoparticules, du fluide de base, en l'occurrence de l'eau, à la température initiale de 22°C et du nanofluide utilisées dans cette étude sont présentées dans les tableaux 1 et 2:

	$\phi_{vol}$ %	$\phi_{wt}$ %	$\rho$ kg.m <sup>-3</sup>	$C_p$ J. kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$k$ W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\mu$ Pa.s
$Al_2O_3$	-	-	3700	773	36	-
Eau	0	0	997,99	4182	0,595	9,61E-04

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques des nanoparticules et du fluide de base

$\dot{m}$ kg.s <sup>-1</sup>	$\phi_{wt}$ %	$\phi_{vol}$ %	$Re$ -
0.018	0	0	5388
0.018	5,70	1,61	4622
0.018	9,07	2,62	4272
0.018	15,46	4,70	3344
0.010	0	0	3293
0.010	5,7	1,61	2719
0.010	9,07	2,62	2513
0.010	15,46	4,70	1881

Tableau 2 : Concentration volumique et nombre de Reynolds pour le nanofluide en fonction de la concentration massique et du débit massique

Les premiers travaux de recherche concernant les nanofluides ont été consacrés à la caractérisation de leurs propriétés thermophysiques, en particulier la conductivité thermique;

ce n'est qu'au cours de ces dernières années que les chercheurs se sont intéressés à la détermination de la viscosité dynamique des nanofluides, voir notamment Khanafer et Vafai [10] pour une revue des travaux pertinents dans ce domaine. Par ailleurs, Haddad et al. [11] ont mis en évidence des incohérences dans la littérature sur les valeurs des propriétés thermophysiques des nanofluides. Pour cette raison, dans cette étude nous avons choisi des formules pour le calcul de la masse volumique [12] et de la viscosité dynamique [13] développées sur des nanofluides similaires à ceux que nous utilisons :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi_{vol}) \cdot \rho_{bf} + \phi_{vol} \cdot \rho_p \quad (6)$$

$$\mu_{nf} = \mu_{bf}(123\phi_{vol}^2 + 7,3\phi_{vol} + 1) \quad (7)$$

$$\phi_{vol} = \left[ 1 + (\phi_{wt}^{-1} - 1) \left( \frac{\rho_p}{\rho_{fb}} \right) \right] \quad (8)$$

#### 4. Résultats et discussion

Sur les Figures 5 et 6 sont présentées les évolutions de la perte de charge linéaire ( $\Delta P$ ) et du coefficient de transfert convectif ( $h$ ) dans la conduite pour plusieurs concentrations massiques ( $0\% \leq \phi_{wt} \leq 15,46\%$ ) du nanofluide eau- $Al_2O_3$  et différents débits dans la plage de nombres de Reynolds ( $600 \leq Re \leq 6000$ ) des régimes laminaire et turbulent, passant par la zone de transition.

On observe sur la Figure 5 qu'au fur et à mesure que la concentration massique augmente, la perte de charge augmente également quel que soit le régime d'écoulement. Par ailleurs, la transition laminaire-turbulent est retardée avec l'ajout de nanoparticules dans le fluide de base (Tableau 3). Le retard observé dans la transition peut s'expliquer par l'augmentation de la viscosité du mélange fluide de base - nanoparticules, ce qui rend la formation de la turbulence plus difficile.

De plus, pour les concentrations les plus fortes  $\phi_{wt} > 11\%$ , la transition n'est pas observée pour les débits testés ( $Re < 4200$ ). Ces observations sont mises en évidence également sur la Figure 6 représentant l'évolution du coefficient de transfert convectif entre le fluide et la paroi interne du tube.

$\phi_{wt}$	$Re_{transition}$
%	-
0	2200
3,69	2600
6,84	3600
10,51	4600

Tableau 3 : Transition laminaire-turbulent du nanofluide eau- $Al_2O_3$

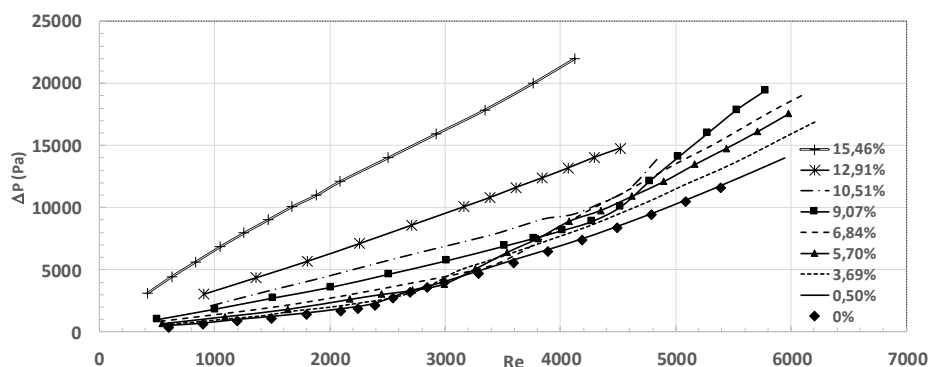


Figure 5 : Perte de charge en fonction de la concentration massique

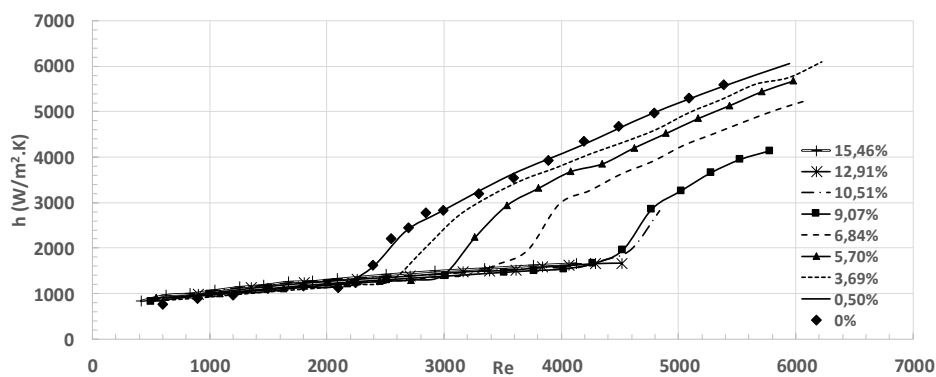
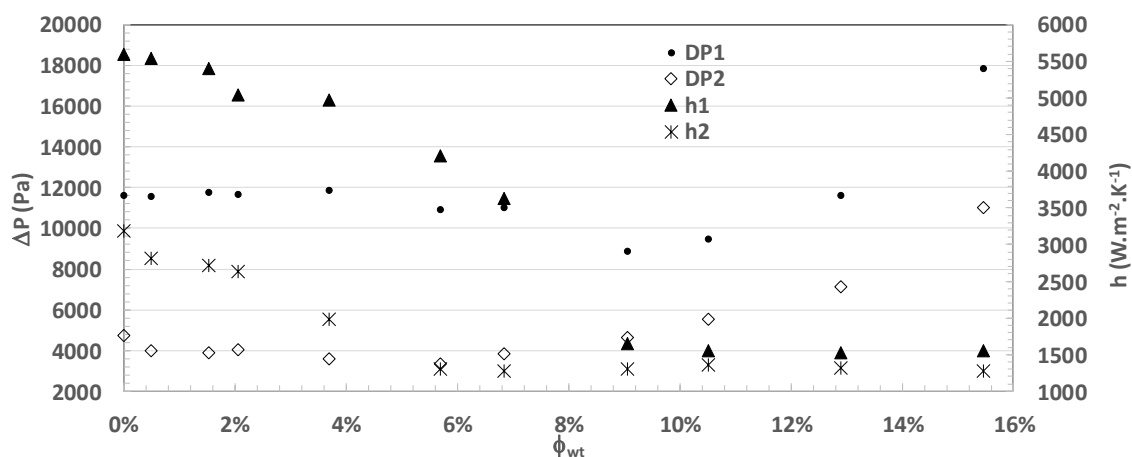


Figure 6 : Coefficient d'échange convectif en fonction de la concentration massique

Sur la figure 7 on représente la perte de charge et le coefficient de transfert de chaleur en fonction de la concentration massique pour deux débits massiques ( $\dot{m}_1 = 0,018 \text{ kg/s}$  et  $\dot{m}_2 = 0,010 \text{ kg/s}$ ). En ce qui concerne le transfert de chaleur, on constate un comportement non-linéaire en fonction du débit massique. Au fur et à mesure que la concentration massique augmente le coefficient d'échange thermique diminue fortement pour atteindre une valeur asymptotique à 9% et respectivement à 6% pour les débits  $\dot{m}_1 = 0,018 \text{ kg/s}$  et  $\dot{m}_2 = 0,010 \text{ kg/s}$ . En même temps, la perte de charge linéaire montre un comportement parabolique avec l'augmentation de la concentration massique présentant un minimum situé à 9% et respectivement à 6% pour les débits  $\dot{m}_1 = 0,018 \text{ kg/s}$  et  $\dot{m}_2 = 0,010 \text{ kg/s}$ . Par ailleurs, l'augmentation de la perte de charge pour un nanofluide comparée au fluide de base (eau) est inverse-proportionnelle avec l'augmentation du débit. A titre d'exemple, cette augmentation pour le nanofluide avec une concentration massique de 15,46% est de 54% et respectivement de 230% pour les débits  $\dot{m}_1 = 0,018 \text{ kg/s}$  et  $\dot{m}_2 = 0,010 \text{ kg/s}$ .


 Figure 7 : Perte de charge linéaire et coefficient d'échange convectif en fonction de la concentration massique à deux débits massiques  $\dot{m}_1 = 0,018 \text{ kg/s}$  et  $\dot{m}_2 = 0,010 \text{ kg/s}$ .

## 5. Conclusion

Dans le présent travail, des mesures du coefficient de transfert de chaleur convectif ( $h$ ) et de la perte de charge linéaire ( $\Delta P$ ), ont été effectuées dans une conduite horizontale en cuivre utilisant le nanofluide eau- $\text{Al}_2\text{O}_3$  (10nm) comme fluide caloporteur. Les expériences ont été

menées pour plusieurs concentrations massiques et plusieurs nombres de Reynolds compris entre 600 et 6000.

L'influence de la concentration massique des nanoparticules sur la transition laminaire-turbulent, la perte de charge linéaire et le transfert de chaleur a été évaluée. Cette étude a permis d'observer un retard dans la transition laminaire-turbulent lorsque la concentration massique du nanofluide augmente.

### Références

- [1] S. Kakaç, A. Pramuanjaroenkij. Review of heat transfer enhancement with nanofluids, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, pp. 3187- 3196 (2009).
- [2] L. Godson et al., Enhancement of heat transfer using nanofluids – An overview, *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, vol. 14, pp. 629-641 (2010).
- [3] J.C. Maxwell. A treatise on electricity and magnetism. *Oxford : Clarendon Press* (1873).
- [4] X.-Q. Wang, A.S. Mujumdar. Heat transfer characteristics of nanofluids : a review., *Int. J. Thermal Sciences*, vol. 46, pp. 1-19 (2007).
- [5] E.E. Michaelides. Transport properties of nanofluids. A critical review, *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, vol. 38, pp. 1-79 (2013).
- [6] R. Prasher, D. Song, J. Wang, P. Phelan, Measurements of nanofluid viscosity and its implications for thermal applications, *Applied Physics Letters*, vol. 89, article n°133108 (2006).
- [7] S. Fohanno, C.T. Nguyen, G. Polidori, Newtonian nanofluids in convection, *Handbook of Nanophysics : Nanoparticles and Quantum Dots*, Chapter 30, pp. 1-19, CRC Press, New-York, ISBN 978-142-007-544-1 (2010).
- [8] J P. Leblay, J.-F. Henry, D. Caron, D. Leducq, A. Bontemps, L. Fournaison IR thermography measurement of convective coefficients in a pipe with periodic excitation, *International Journal of Thermal Sciences* 74, pp. 183-189 (2014).
- [9] P. Leblay, J.-F. Henry, D. Caron, D. Leducq, A. Bontemps, L. Fournaison, Characterisation of the hydraulic maldistribution in a heat exchanger by local measurement of convective heat transfer coefficients using infrared thermography, *International Journal of Refrigeration* 45, pp. 73–82 (2014)
- [10] K. Khanafer, K. Vafai, A critical synthesis of thermo-physical properties of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54, pp. 4410- 4428 (2010).
- [11] Z. Haddad, C. Abid, A.A. Mohamad, O. Rahli, S. Bawazer, Natural convection of silica–water nanofluids based on experimental measured thermophysical properties: critical analysis, *Heat Mass Transfer* 52, pp. 1649–1663 (2016).
- [12] B. C. Pak, Y. I. Cho, Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Experimental Heat Transfer* 11 (2), pp. 151-170 (1998).
- [13] S.E.B. Maïga, C.T. Nguyen, N. Galanis, G. Roy, T. Maré, M. Coqueux, Heat transfer enhancement in turbulent tube flow using Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanoparticle suspension. *Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow* 16 (3), pp. 275-292 (2006).



# Effets thermiques lors de la convection d'un gaz dans un milieu micro-poreux

Samy RAMDANE\*, Éric CHÉNIER, Xavier NICOLAS

Université Paris-Est Marne-la-Vallée, MSME UMR 8208 CNRS,  
5 boulevard Descartes, 77454 Marne-la-Vallée Cedex 2, France

\*(auteur correspondant : samy.ramdane@u-pem.fr)

**Résumé** - L'étude des transferts thermiques pour l'écoulement d'un gaz dans un milieu micro-poreux est proposée en tenant compte des équations complètes de Navier-Stokes et de l'énergie, et en intégrant les conditions de glissements thermique et dynamique à l'interface entre le gaz et la matrice solide. La variation de la vitesse et de la température le long de l'écoulement est étudiée sur des Volumes Élémentaires Représentatifs glissants. Une analyse locale sur un VER est également effectuée pour comprendre les transferts thermiques locaux.

## Nomenclature

$c_p$	chaleur spécifique massique, J/(K · kg)	$\delta\Omega$	frontière du domaine $\Omega$
$\bar{I}$	tenseur unité	$\theta$	$= T - T_{in}$ , K
$k$	conductivité thermique du fluide, W/(m · K)	<i>Indices</i>	
$n_{fs}$	normale unitaire exprimée à l'interface fluide/solide et dirigée du fluide vers le solide	$f$	phase fluide
$r$	constante spécifique du gaz, J/(kg · K)	$fs$	interface fluide/solide
$T$	température, K	$in$	entrée
$\mathbf{x} = (x, y)$	vecteur position, m	$out$	sortie
<i>Symboles grecs</i>		$s$	phase solide
$\lambda$	libre parcours moyen, m	$sym$	symétrie
$\mu$	viscosité dynamique, Pa · s	$T$	relatif à la température
$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>	$v$	relatif à la vitesse
$\xi$	paramètre d'accommodation	<i>Exposant</i>	
$\Omega$	domaine de calcul	$ver$	relatif au demi-VER

## 1. Introduction

Lorsque la longueur caractéristique associée à un écoulement de gaz est de l'ordre de 10 à 100 fois le libre parcours moyen des molécules composant ce fluide, des effets de raréfaction apparaissent au voisinage des parois. Dans ce cas, les équations classiques des milieux continus restent valables dans le cœur de l'écoulement et des conditions aux limites de glissements thermique et dynamique doivent être utilisées aux interfaces. Ces problèmes se rencontrent pour des écoulements à très faible pression ou dans des systèmes de dimension micrométrique, à pression ambiante. Dans le cas d'écoulements gazeux dans des milieux poreux dont les pores sont micrométriques, il a été montré en 1941 par Klinkenberg [1] que ces phénomènes de glissement entre le fluide et la matrice solide ont pour effet de modifier la perméabilité intrinsèque dite de Darcy et de la rendre dépendante de la pression moyenne locale. Depuis lors, de très nombreux travaux ont retrouvé la loi de perméabilité de Klinkenberg ou ont utilisé ce modèle pour étudier les écoulements dans les micro-poreux. Très récemment, Lasseux *et al.* [2] ont montré qu'une amélioration du modèle macroscopique de Darcy-Klinkenberg pouvait être apportée pour tenir compte des effets de courbure des interfaces solides/fluides. Malgré la publication, ces 20



dernières années, de nombreux travaux portant sur la modélisation des effets thermiques dans les milieux poreux, la majorité d'entre eux modélise le transfert de chaleur par une équation d'advection-diffusion et rares sont les contributions prenant en compte le glissement thermique (aussi appelé résistance de Kapitza) lorsque les pores sont micrométriques (voir [3]).

L'objectif de cette contribution est d'étudier les écoulements et les transferts de chaleur dans des milieux micro-poreux modèles bidimensionnels, à l'échelle du pore, en tenant compte des effets de glissements dynamique et thermique, des phénomènes de détente du gaz, et des sources et puits de chaleur dues aux travaux des forces de pression et visqueuses. Ces travaux préliminaires sont la brique de base pour ensuite construire un modèle moyen permettant de résoudre les équations des transferts à plus grande échelle.

## 2. Problème

### 2.1. Modèle continu

Considérons un écoulement de gaz dans un canal parallélépipédique de très grande section. Ce canal est rempli d'un milieu micro-poreux constitué de barres rectangulaires de section micrométrique disposées régulièrement et perpendiculairement à l'écoulement principal (Fig. 1). Suffisamment loin des parois latérales du canal, l'écoulement devient invariant selon la direc-

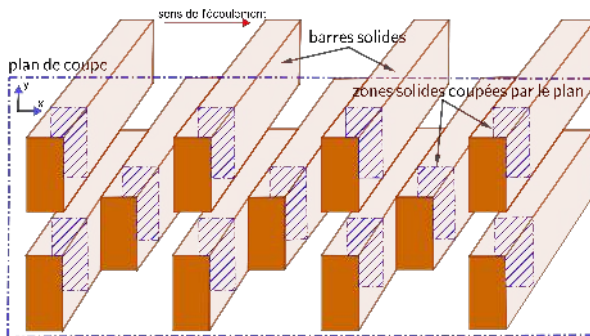


Figure 1 : Milieu poreux modèle pour un canal tri-dimensionnel

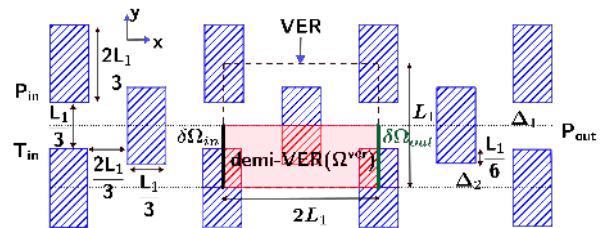


Figure 2 : Milieu poreux simulé, dimensions caractéristiques, VER et demi-VER.  $L_1 = 12 \mu\text{m}$ .

tion de plus grande extension des barres. Ainsi, il est possible d'utiliser pour cet écoulement un modèle bidimensionnel dont la géométrie est constituée de rectangles périodiquement répartis dans un plan  $(x, y)$  (voir les rectangles bleus sur les Figs. 1 et 2).

En utilisant la loi des gaz parfaits et l'hypothèse de Stokes, la vitesse  $\mathbf{v} = u\mathbf{e}_x + v\mathbf{e}_y$ , la pression  $p$  et la température du gaz  $T_f$  sont les solutions des équations stationnaires :

$$\forall \mathbf{x} \in \Omega_f, \begin{cases} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 & (1a) \\ \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) + \nabla p - \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} = 0 & (1b) \\ c_p \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} T_f) - \mathbf{v} \cdot \nabla p - \bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{d}} - \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) = 0 & (1c) \\ p - \rho r T_f = 0 & (1d) \end{cases}$$

avec  $\bar{\bar{d}} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^t)$ ,  $\bar{\bar{\tau}} = 2\mu \bar{\bar{d}} - \frac{2\mu}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \bar{\bar{I}}$  et  $r = \frac{R}{\mathcal{M}}$  le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits et la masse molaire du gaz. Dans la phase solide, le champ de température est simplement solution de l'équation de conduction de la chaleur

$$\forall \mathbf{x} \in \Omega_s, \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) = 0 \quad (2)$$

Les conditions de raccord entre les phases solide et fluide s'écrivent :

$$\forall \mathbf{x} \in \delta\Omega_{fs}, \begin{cases} \mathbf{v} = -\xi_v \lambda \left( \bar{\bar{I}} - \mathbf{n}_{fs} \otimes \mathbf{n}_{fs} \right) \cdot \left( 2\bar{\bar{d}} \cdot \mathbf{n}_{fs} \right) & (3a) \\ T_s = T_f + \xi_T \lambda \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} & (3b) \\ k_s \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = k_f \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} + 2\mu \mathbf{v} \cdot (\bar{\bar{d}} \cdot \mathbf{n}_{fs}) & (3c) \end{cases}$$

avec  $\xi_v = 1$  et  $\xi_T = 2$  les paramètres d'accommodation dynamique et thermique, et  $\lambda = \frac{\mu}{p} \sqrt{\frac{\pi r T_f}{2}}$  le libre parcours moyen des molécules du gaz. Les conditions (3a) et (3b) traduisent le glissement dynamique et thermique entre phases (premier ordre), et la relation (3c) modélise la continuité du flux de chaleur à l'interface entre le gaz et le solide. Le terme de pompage thermique dans la relation (3a) est omis car négligeable pour les nombres de Reynolds étudiés ( $6 < Re = \dot{m}/\mu < 30$ , avec  $\dot{m}$  le débit massique).

Aux équations (1) et (2), il faut ajouter des conditions aux limites sur les frontières du domaine de résolution, c'est-à-dire pour  $\mathbf{x} \in \delta\Omega$ . Compte tenu de la symétrie géométrique du Volume Élémentaire Représentatif (VER) et de la solution autour des droites  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$ , nous ne travaillerons par la suite que sur un (ou plusieurs) demi Volume Élémentaire Représentatif (demi-VER) avec des conditions de symétries selon les frontières communes avec  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$ . Le demi-VER est indiqué par la région colorée en rouge sur la Fig. 2 et sera désormais noté  $\Omega^{\text{ver}}$ . Les conditions aux limites s'écrivent :

$$\text{Entrée : } \mathbf{x} \in \delta\Omega_{in} \begin{cases} p = p_{in} & (4a) \\ \frac{\partial \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs}}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0, (\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs})\mathbf{n}_{fs}) = \mathbf{0} & (4b) \\ T_f = T_{in}, \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}} = 0 & (4c) \end{cases}$$

$$\text{Sortie : } \mathbf{x} \in \delta\Omega_{out} \begin{cases} p = p_{out} & (5a) \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = \mathbf{0} & (5b) \\ \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0, \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0 & (5c) \end{cases}$$

$$\text{Symétrie (droites } \Delta_1 \text{ et } \Delta_2) : \mathbf{x} \in \delta\Omega_{sym} \begin{cases} \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0 & (6a) \\ \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs} = 0, \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}_{fs}} (\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{fs})\mathbf{n}_{fs}) = \mathbf{0} & (6b) \\ \frac{\partial T_f}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0, \frac{\partial T_s}{\partial \mathbf{n}_{fs}} = 0 & (6c) \end{cases}$$

avec  $\Omega$  correspondant au domaine d'un unique demi-VER,  $\Omega^{\text{ver}}$ , ou plusieurs demi-VER adjacents.

## 2.2. Modèle numérique

Un code développé au laboratoire est utilisé pour résoudre les équations stationnaires de Navier-Stokes et de l'énergie pour un gaz parfait, des conditions de glissement du premier ordre et des maillages non-structurés [4, 5]. Un schéma implicite centré du second ordre est

utilisé pour les termes diffusifs et convectifs. Toutes les équations discrètes sont résolues de façon couplée par un algorithme de Newton-Raphson.

Compte tenu des très faibles écarts de température, les propriétés du gaz sont prises constantes. Les équations discrétisées utilisent les variables adimensionnées  $v^* = v \times \rho_{in} L_1 / \mu$ ,  $p^* = p / p_{in}$  et  $T^* = T / T_{in}$  avec  $L_1$  la dimension de la section d'entrée du VER (Fig. 2) et  $\rho_{in} = p_{in} / (r T_{in})$ . En notant  $\delta u^*$ ,  $\delta v^*$  et  $\delta T^*$  les maxima des incréments de la méthode de Newton-Raphson pour les variables  $u^*$ ,  $v^*$  et  $T^*$ , la solution stationnaire est supposée atteinte lorsque

$$\frac{\max(\max_{\Omega} |\delta u^*|, \max_{\Omega} |\delta v_{max}^*|, \max_{\Omega} |\delta T_{max}^*|)}{\max(\max_{\Omega} |u_{max}^*|, \max_{\Omega} |v_{max}^*|, \max_{\Omega} |T_{max}^*|)} < 10^{-8}$$

avec  $\max_{\Omega}(\bullet)$  est le maximum sur tout le domaine  $\Omega$  de la variable  $\bullet$ .

Le maillage est généré par le logiciel *Gmsh* [8]. Il est constitué de triangles dont la taille varie selon la distance aux parois solides. En notant  $s$  la coordonnée selon la normale à la paroi située en  $s = 0$  et  $h_{max}$  la taille maximale des triangles, la taille locale  $h(s)$  des mailles vérifie :

$$h(s) = \begin{cases} (s \times h_{max} + (s_{max} - s) \times h_{min}) \frac{1}{s_{max}}, & s \leq s_{max} \\ h_{max}, & s > s_{max} \end{cases} \quad (7a)$$

$$(7b)$$

avec  $s_{max} > 0$  la distance aux parois à partir de laquelle le maillage est régulier et  $h_{min}$  le maillage de proche paroi ( $h_{min} < h_{max}$ ). La validation du code a déjà été menée dans de précédents travaux [6, 7].

### 3. Résultats

Les propriétés du gaz (azote) et du solide sont constantes :  $r = 296 \text{ J}/(\text{kg.K})$ ,  $\mu = 1,6588 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ ,  $c_p = 1032,48 \text{ J}/(\text{kg.K})$ ,  $k_f = 2,4712 \cdot 10^{-2} \text{ W}/(\text{m.K})$ . Pour le solide, deux valeurs de conductivité thermique sont étudiées. L'une est très grande et correspond à de l'aluminium ( $k_s = 240 \text{ W}/(\text{m.K})$ ) et la seconde est nulle et modélise un solide hypothétiquement isolant ( $k_s = 0 \text{ W}/(\text{m.K})$ ). Cette deuxième conductivité thermique ne sera utilisée que pour l'étape de validation du maillage.

À l'exception de la section de validation, les simulations numériques sont menées pour 10 demi-VER adjacents dans la direction horizontale, c'est-à-dire sur un domaine de longueur  $240 \mu\text{m}$ . La température d'entrée est  $T_{in} = 300 \text{ K}$ , la pression moyenne est maintenue constante  $(p_{in} + p_{out})/2 = 2 \text{ bar}$  et quatre différences de pressions sont étudiées :  $p_{in} - p_{out} = 0,2, 0,4, 0,8$  et  $1,6 \text{ bar}$ . En basant le libre parcours moyen sur la pression moyenne et la plus petite longueur ( $L_1/3$ , voir Fig. 2), le nombre de Knudsen vaut  $Kn_{moy} = 0,0077$ . Les dimensions caractéristiques du VER et des blocs solides sont données dans la Fig. 2.

#### 3.1. Validation du maillage

La validation du maillage repose sur des simulations effectuées sur un unique demi-VER (région colorée en rouge dans la Fig. 2), un solide de conductivité thermique nulle, avec une différence de pressions  $p_{out} - p_{in} = 0,16 \text{ bar}$  et une température d'entrée  $T_{in} = 300 \text{ K}$ . Dans la mesure où  $k_s = 0$ , le domaine solide n'est pas maillé. Une condition de flux total nul est alors imposée à l'interface dans la relation (3c) pour devenir une condition aux limites pour le fluide :  $\forall \mathbf{x} \in \delta\Omega_{fs}, k_f \frac{\partial T_f}{\partial n_{fs}} + 2\mu \mathbf{v} \cdot (\bar{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{n}_{fs}) = 0$ .

Afin de définir une solution de référence, nous avons fait une simulation sur un maillage fin constitué de 2 957 109 triangles réguliers de taille moyenne  $h_{min} = h_{max} = 0,5L_1/640$ . Les

nombres de Reynolds, de Mach maximum et de Knudsen moyen sont respectivement égaux à  $Re = 28,67$ ,  $Ma_{max} = 0,238$  et  $Kn_{moy} = 0,0077$ . Les écarts maximal, minimal et moyen à la température d'entrée ainsi que les composantes de la vitesse de Darcy ont été relevés sur le demi-VER  $\Omega^{ver}$  :  $\theta_{f,max} \equiv \max_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} [T_f(\mathbf{x})] - 300 = 2,216 \text{ K}$ ,  $\theta_{f,min} \equiv \min_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} [T_f(\mathbf{x})] - 300 = -1,201 \text{ K}$ ,  $\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} T_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x} - 300 = 1,026 \text{ K}$ ,  $\langle u \rangle \equiv \frac{1}{\Omega^{ver}} \int_{\Omega^{ver}} u(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = 17,41 \text{ m/s}$  et  $\langle v \rangle \equiv \frac{1}{\Omega^{ver}} \int_{\Omega^{ver}} v(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = 0,1408 \text{ m/s}$ .

Les solutions testées sont construites sur la base d'un maillage irrégulier, avec une taille de maille identique à la référence proche des parois et un maillage plus grossier au cœur de l'écoulement :  $h_{min} = 0,5L_1/640$ ,  $s_{max} = 0,1L_1$  et  $h_{max}$  varie de  $0,5L_1/20$  à  $0,5L_1/320$ . Les écarts relatifs à la référence sont récapitulés dans le tableau 1. Ils sont globalement inférieurs à

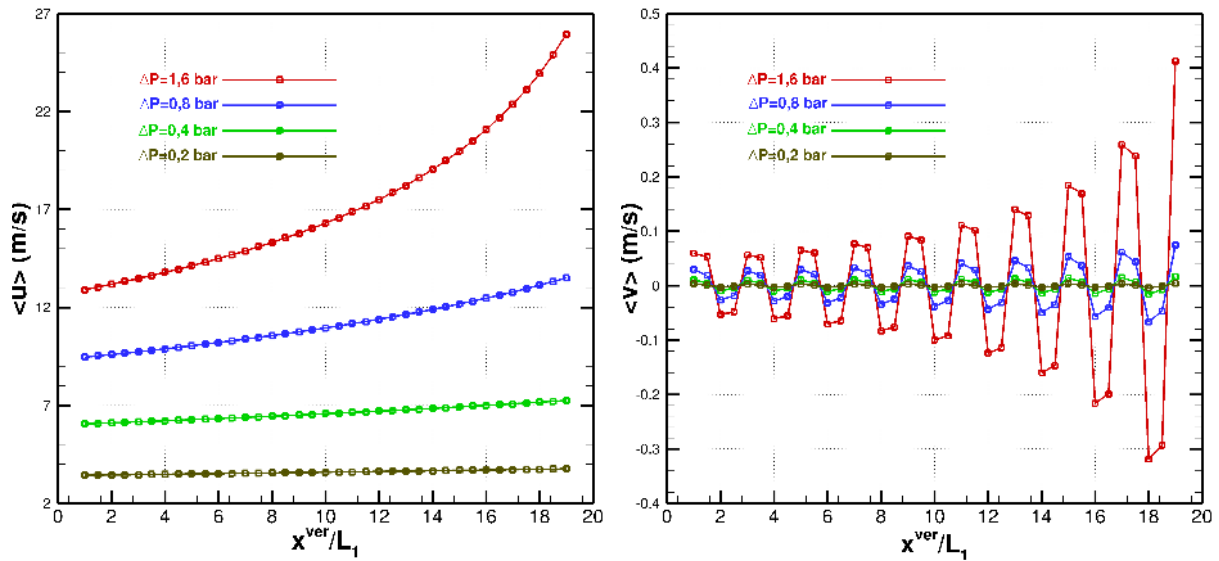
$h_{max}$	$0,5L_1/20$	$0,5L_1/40$	$0,5L_1/80$	$0,5L_1/160$	$0,5L_1/320$
Écart relatif(●)  (%)					
$\theta_{f,max} \equiv \max_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} (T_f(\mathbf{x})) - 300$	0,65	0,26	0,089	0,034	0,049
$\theta_{f,min} \equiv \min_{\mathbf{x} \in \Omega_f^{ver}} (T_f(\mathbf{x})) - 300$	5,6	1,1	0,02	0,15	0,12
$\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{ver}} \int_{\Omega_f^{ver}} T_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x} - 300$	1,3	0,45	0,16	0,06	0,07
$\langle u \rangle \equiv \frac{1}{\Omega^{ver}} \int_{\Omega^{ver}} u(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$	0,16	0,10	0,038	0,024	0,020
$\langle v \rangle \equiv \frac{1}{\Omega^{ver}} \int_{\Omega^{ver}} v(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$	0,070	0,28	0,079	0,049	0,032

Tableau 1 : Valeur absolue de l'écart relatif à une solution de référence obtenue sur un maillage fin ( $h_{min} = h_{max} = 0,5L_1/640$ ). Les maillages utilisés sont construits avec  $h_{min} = 0,5L_1/640$  et  $s_{max} = 0,1L_1$ .

0,2% pour  $h_{max} = 0,5L_1/80$ . Avec ce maillage, le nombre de volumes de contrôle chute de 2 957 109 pour le maillage de référence à seulement 222 504. Ce maillage est adopté pour mailler chaque demi-VER dans les simulations présentées par la suite.

### 3.2. Analyse des champs dynamiques

Les Figs. 3(a) et 3(b) présentent les vitesses moyennes  $\langle u \rangle (x^{ver})$  et  $\langle v \rangle (x^{ver})$  calculée sur des demi-VER mobiles dont le centre est à l'abscisse  $x^{ver}$ . Pour de faibles différences de pression ( $p_{out} - p_{in} = 0,2 \text{ bar}$ ), la vitesse moyenne horizontale est quasiment la même dans tous les demi-VER : en première approche, l'écoulement peut être considéré comme incompressible. Cette approximation n'est plus valable dès que la différence de pression augmente. Pour  $\Delta P = 1,6 \text{ bar}$  ( $p_{out} = 1,2 \text{ bar}$  et  $p_{in} = 2,8 \text{ bar}$ ), la vitesse moyenne  $\langle u \rangle$  entre le premier demi-VER et le dernier a doublé. Ce résultat s'explique par la conservation du débit massique et la diminution de la masse volumique entre les sections d'entrée et de sortie, engendrée par la chute de pression. Il faut aussi remarquer que cette accélération n'est pas constante mais augmente vers l'aval ( $\rho \propto 1/p$ ). L'examen de la composante moyenne verticale  $\langle v \rangle (x^{ver})$  présente un comportement oscillant dont l'enveloppe croît avec  $x^{ver}$  et dont la moyenne est voisine de zéro. Plus la différence de pression augmente, plus l'amplitude des oscillations est importante. Ce comportement oscillant est encore lié à la variation de la masse volumique qui accroît le module de la composante verticale de demi-VER en demi-VER : selon que la sortie du demi-VER comporte un obstacle solide en partie inférieure ou supérieure, la vitesse moyenne change de signe. Il faut évidemment noter que la composante verticale de la vitesse de Darcy calculée



$$(a) \langle u \rangle (x^{\text{ver}}) \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}(x^{\text{ver}})} \int_{\Omega_{\text{f}}(x^{\text{ver}})} u(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (b) \langle v \rangle (x^{\text{ver}}) \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}(x^{\text{ver}})} \int_{\Omega_{\text{f}}(x^{\text{ver}})} v(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

 Figure 3 : Composantes moyennes de la vitesse sur un demi-VER en fonction de son abscisse  $x^{\text{ver}}$ .

sur un VER complet est, par symétrie, évidemment nulle.

### 3.3. Analyse des champs thermiques

Pour une matrice solide en aluminium ( $k_s = 240 \text{ W/(m.K)}$ ), nous avons représenté les températures moyennes calculées sur le demi-VER mobile d'abscisse  $x^{\text{ver}}$  pour le fluide seul,  $\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f} \int_{\Omega_f} \theta_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ , le solide seul,  $\langle \theta_s \rangle_s \equiv \frac{1}{\Omega_s} \int_{\Omega_s} \theta_s(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  et sur l'ensemble du demi-VER,  $\langle \theta \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}} \int_{\Omega_{\text{ver}}} \theta(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  (Fig. 4). Les variations des températures moyennes avec

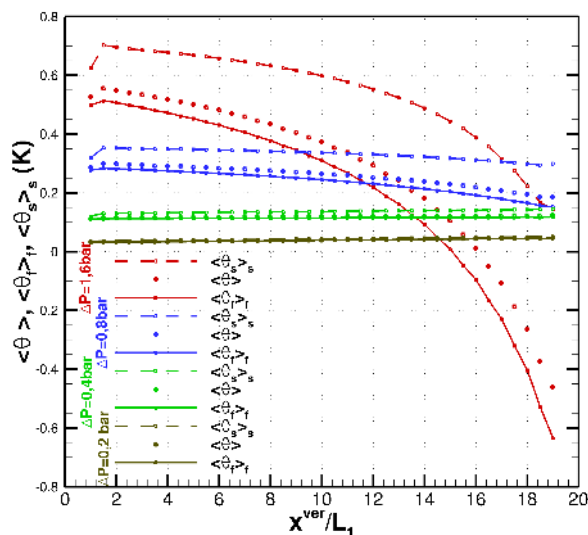


Figure 4 : Températures moyennes  $\langle \theta_f \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f} \int_{\Omega_f} \theta_f(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$ ,  $\langle \theta_s \rangle_s \equiv \frac{1}{\Omega_s} \int_{\Omega_s} \theta_s(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  et  $\langle \theta \rangle \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}} \int_{\Omega_{\text{ver}}} \theta(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  en fonction de l'abscisse du demi-VER  $x^{\text{ver}}$ .

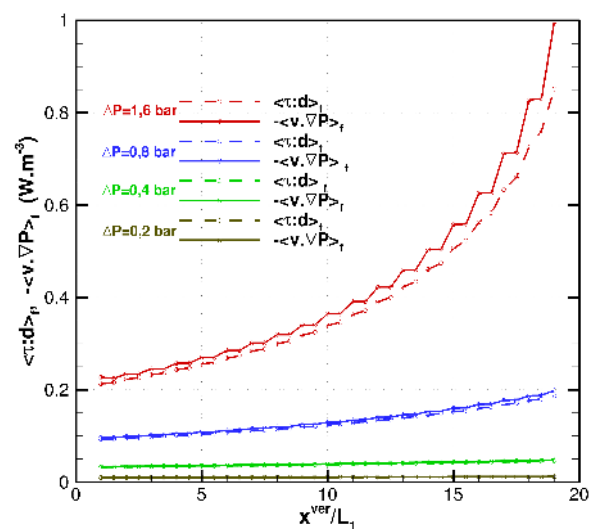


Figure 5 : Contributions moyennes  $\langle v \cdot \nabla p \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}} \int_{\Omega_{\text{ver}}} (v \cdot \nabla p)(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  ( $- \langle v \cdot \nabla p \rangle_f$  est tracé) et  $\langle \bar{\tau} : \bar{d} \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_{\text{ver}}} \int_{\Omega_{\text{ver}}} (\bar{\tau} : \bar{d})(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  en fonction de l'abscisse du demi-VER  $x^{\text{ver}}$ .

$x^{\text{ver}}$  pour le fluide, le solide et l'ensemble fluide-solide sont similaires. La température du solide est toujours supérieure à celle du fluide seul et cet écart s'accroît avec l'augmentation de la différence de pression : il atteint de l'ordre de 0,8 K pour  $x^{\text{ver}}/L_1 = 19$  et  $\Delta P \approx p_{\text{in}} - p_{\text{out}} =$

1,6 bar. Une modélisation macroscopique supposant un équilibre thermique entre les phases solide et fluide n'est donc pas appropriée à ce type d'écoulement fluide. Pour  $\Delta P \lesssim 0,4$  bar, la température moyenne est quasiment constante ou augmente très légèrement vers l'aval. Au contraire, pour  $\Delta P \gtrsim 0,8$  bar, la température du fluide/solide chute d'autant plus que le demi-VER se rapproche de la sortie. Il est également intéressant de noter que la température moyenne du fluide sur le premier demi-VER,  $\langle \theta_f \rangle_f (x^{\text{ver}}/L_1 = 1)$ , est supérieure à la température d'entrée  $T_{in}$ . Ce résultat est la traduction de la conservation de l'énergie totale entre la section d'entrée et le premier demi-VER. La présence d'une recirculation à l'aval des blocs solides (voir par exemple la Fig. 6(a)) réduit l'énergie cinétique moyenne par rapport à celle de la section d'entrée. Cette réduction de l'énergie cinétique entraîne une augmentation de l'énergie interne moyenne dans le demi-VER et donc l'augmentation de sa température moyenne.

L'évolution spatiale de la température peut s'expliquer par l'analyse de la variation en fonction de  $x^{\text{ver}}$  des termes sources dans l'équation de la chaleur : la puissance des forces de pression  $\langle \mathbf{v} \cdot \nabla p \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} (\mathbf{v} \cdot \nabla p)(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  et la dissipation visqueuse  $\langle \bar{\tau} : \bar{d} \rangle_f \equiv \frac{1}{\Omega_f^{\text{ver}}} \int_{\Omega_f^{\text{ver}}} (\bar{\tau} : \bar{d})(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$  (Fig. 5). Pour les faibles différences de pression ( $\Delta P \lesssim 0,4$  bar), ces deux contributions sont de même intensité mais de signe opposé : elles se compensent donc sur chaque demi-VER et la température n'évolue quasiment pas en fonction de  $x^{\text{ver}}$  (Fig. 4). Pour des écarts de pression plus importants, notamment pour  $\Delta P = 1,6$  bar, la dissipation visqueuse devient légèrement inférieure à la puissance des forces de pression de sorte que l'écoulement se refroidit dans le sens de l'écoulement.

Afin de comprendre l'origine des termes de source et de puits de chaleur dans l'écoulement, nous allons examiner l'écoulement dans un demi-VER particulier, celui à l'abscisse  $x^{\text{ver}}/L_1 = 13$ , pour une différence de pression  $\Delta P = 1,6$  bar. Le champ de température tracé sur la

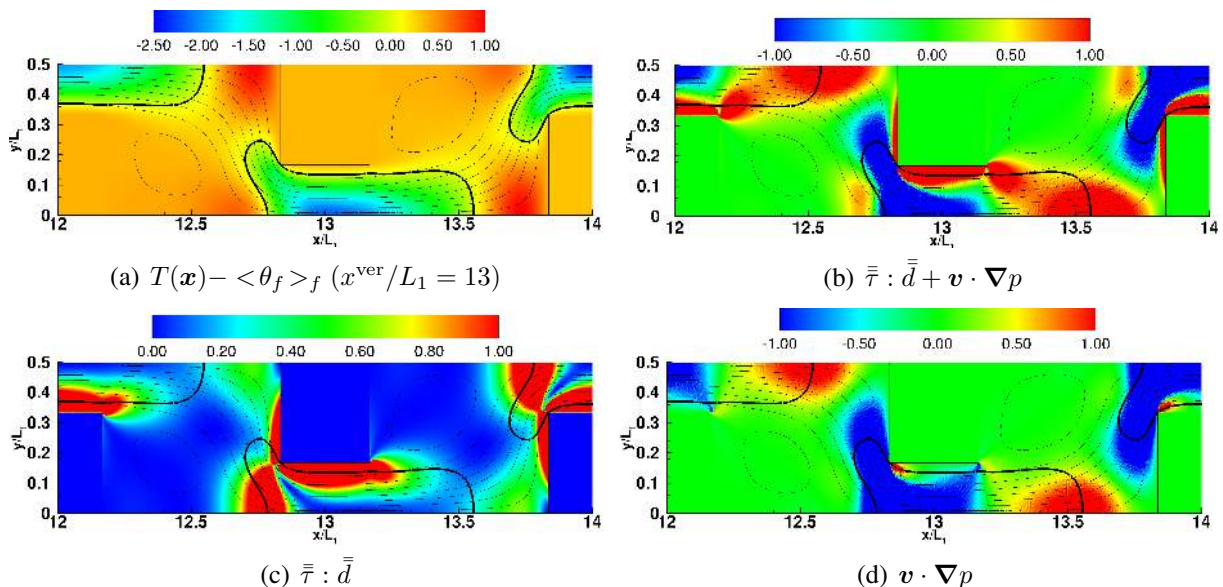


Figure 6 : Champs obtenus pour le demi-VER à l'abscisse  $x^{\text{ver}} = 13$ . Les lignes noires fines sont les lignes de courant. La ligne noire sépare les régions de températures supérieure et inférieure à  $\langle \theta_f \rangle_f (x^{\text{ver}}/L_1 = 13)$ .

Fig. 6(a) indique que les zones où la température est supérieure à la valeur moyenne du demi-VER sont principalement situées à l'amont de l'obstacle et, dans une moindre mesure, à l'aval de celui-ci, dans la région de recirculation et au voisinage immédiat du bloc solide. Compte tenu de la forte conductivité de l'aluminium par rapport à celle du gaz, la température du solide est quasiment uniforme à une valeur supérieure à la température moyenne du fluide.

Les zones de température froide sont localisées au-dessus et en-dessous de l'obstacle, là où l'énergie cinétique est la plus grande. Il est intéressant de comparer la localisation des termes sources/puits de l'équation de l'énergie (Fig. 6(b)) avec le champ de température. Les contributions de chauffage sont positionnées sur la face amont et supérieure du solide, ainsi qu'à l'amont des obstacles, ce qui correspond qualitativement aux régions chaudes (Fig. 6(a)). La production de chaleur proche du solide est liée aux frottements visqueux à la paroi (Fig. 6(c)). En revanche, les termes sources à l'amont de l'obstacle (Fig. 6(b)) sont engendrés par la puissance des forces de pression (Fig. 6(d)) : dans cette région, le gradient de pression s'inverse du fait de la présence de l'obstacle, de sorte que le gradient de pression est orienté localement dans le même sens que la vitesse du fluide ( $\mathbf{v} \cdot \nabla p > 0$ ). Les températures froides dans le demi-VER (Fig. 6(a)) ont pour origine la puissance des forces de pression qui prélève de la chaleur lorsque le fluide circule des hautes vers les basses pressions. Ce terme est fortement négatif le long des lignes de courant de l'écoulement principal, à l'exception de l'amont des obstacles où la pression s'inverse.

## 4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons mis en évidence l'origine des effets thermiques pour un écoulement dans un milieu micro-poreux, pour différents écarts de pression entre l'entrée et la sortie. Pour des grandes variations de pression, la puissance des forces visqueuses et de pression jouent un rôle non négligeable qui peut engendrer des écarts de température moyenne d'environ 1 K sur 240  $\mu\text{m}$  de longueur lorsque la différence de pression est de 1,6 bar. Globalement, la température de la matrice solide est supérieure à celle du fluide ce qui rend difficile l'utilisation de l'hypothèse de l'équilibre thermique local lors de la construction d'un modèle moyen macroscopique.

## Références

- [1] L.J. Klinkenberg, The permeability of porous media to liquids and gases, *Drilling and Production Practice*, American Petroleum Institute (1941) 200-213.
- [2] D. Lasseux, F.J.V. Parada et M.L. Porter, An improved macroscale model for gas slip flow in porous media, *Journal of Fluid Mechanics*, 805 (2016) 118-146.
- [3] T.L. Vu, Modélisations et simulations numériques d'écoulements d'air dans des milieux micro poreux, *Thèse le l'université Paris-Est Marne-la-Vallée*, (2011).
- [4] O Touazi, E. Chénier, R. Eymard, Simulation of natural convection with the collocated clustered finite volume scheme, *Computers & Fluids*, 37 (2008) 1138-1147.
- [5] E. Chénier, R. Eymard, R. Herbin, O. Touazi, Collocated finite volume schemes for the simulation of natural convective flows on unstructured meshes, *Int. J. Num. Methods Fluids*, 56(11) (2008) 2045-2068.
- [6] C. Tchekiken, E. Chénier, X. Nicolas, G. Lauriat, On the numerical modeling of compressible forced convection of gases in micro-channels, *In Proceedings of the 5th International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale*, number O-128-146, Marseille, France(2014).
- [7] C. Tchekiken, Modélisations et simulations numérique d'écoulements compressibles dans des micro-conduites planes, *Thèse le l'université Paris-Est Marne-la-Vallée*, (2014).
- [8] C. Geuzaine, J.-F. Remacle, Gmsh : a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities, *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 79(11) (2009) 1309-1331.





## Thème 8

# Hautes températures et hauts flux

### Contents

---

Mesure de température de contact lors d'une opération de soudage par point . . . . .	226
Influence de la géométrie sur les transferts couplés dans un récepteur volumique solaire à haute température . . . . .	234

---

# Mesure de température de contact lors d'une opération de soudage par point

Édouard GESLAIN<sup>1\*</sup>, Thomas PIERRE<sup>1</sup>, Cédric POUVREAU<sup>1</sup>, Philippe ROGEON<sup>1</sup>, Laurent CRETTEUR<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Univ. Bretagne Sud, FRE CNRS 3744, IRDL, F-56100 Lorient, France.

<sup>2</sup> ArcelorMittal Global R&D, 1 route de Saint-Leu, BP 30109, F-60761 Montataire Cedex, France.

\*(auteur correspondant: [edouard.geslain@univ-ubs.fr](mailto:edouard.geslain@univ-ubs.fr))

**Résumé** - Lors d'une opération de soudage par résistance par point, un courant de plusieurs kilo-ampères traverse un empilement de tôles serrées entre deux électrodes. Les effets conjugués des résistances électriques et thermiques de contact aux interfaces tôle-tôle et électrode-tôle sont à l'origine d'échauffements intenses qui se manifestent au début du soudage. Nous nous intéressons ici aux premiers instants du soudage, c'est-à-dire avant la fusion des tôles. Dans le but d'estimer les températures réelles aux interfaces, les mesures sans contact par thermographie infrarouge sont couplées avec une instrumentation par micro-thermocouples implantés dans les tôles, qui permet de corriger l'évolution de l'émissivité avec la température due aux phénomènes d'oxydation.

## Nomenclature

### Lettres latines

$t$  temps, s  
 $x, y$  coordonnées

### Lettre grecque

$\varepsilon$  émissivité

## 1. Introduction

Les contraintes énergétiques dans le secteur automobile devenant de plus en plus importantes, les véhicules tendent à devenir plus légers grâce à de nouveaux grades d'acier d'épaisseur moindre de plus en plus résistants et garantissant les mêmes performances fonctionnelles : aciers doux, à haute limite élastique, à haute résistance, à très haute résistance pour emboutissage à froid, pour emboutissage à chaud... pour des épaisseurs allant de 0,5 à 3 mm et avec différents revêtements. Les assemblages utilisés pour la fabrication des caisses en blanc comportent deux ou trois tôles majoritairement soudées par résistance par point. Ce procédé, très utilisé dans ce domaine industriel, est rapide, facilement automatisable et d'un coût modéré. Cependant dans le cas d'un assemblage dissymétrique de deux ou trois tôles différentes incluant une tôle très mince, il arrive que le noyau ne se développe pas suffisamment dans la tôle mince.

Lors d'une opération de soudage par résistance par point [1], un courant de plusieurs kilo-ampères traverse un empilement de tôles serrées entre deux électrodes. Les effets conjugués des résistances électriques et thermiques de contact aux interfaces tôle-tôle et électrode-tôle sont à l'origine d'échauffements intenses qui se manifestent au début du soudage et influencent la formation et le développement du noyau [2]. La compréhension de ces phénomènes aux interfaces s'en trouverait améliorée avec la connaissance de la température ; cependant les dimensions microscopiques des zones interfaciales associées à des temps de réponses très rapides de l'ordre de la dizaine de microsecondes rendent difficile leur instrumentation avec des micro-capteurs.

Cette communication fait suite à une précédente étude dans laquelle l'évolution de la température aux interfaces d'un assemblage de trois tôles, hétérogènes en grade, en épaisseurs, et en revêtements, était présentée aux tout premiers instants du procédé (entre la température ambiante et 300 °C) [1]. Adaptée de précédents travaux [3], une méthode de mesure des températures aux interfaces à l'aide d'une caméra infrarouge rapide de grande résolution (15  $\mu\text{m}$ ) est présentée ici. Le principe est d'étudier progressivement les échauffements aux interfaces des tôles d'abord avec un assemblage symétrique simple qui se soude aisément vers finalement un assemblage qui présente des problèmes de soudabilités. Pour la mise en place de cette méthode, l'assemblage symétrique composé de trois aciers de même nature sont soudés en bord de tôle avec des demi-électrodes. Nous nous intéressons ici aux premiers instants du soudage, c'est-à-dire avant la fusion des tôles, puis à la phase de refroidissement. Dans le but d'estimer les températures réelles, les mesures sans contact par thermographie infrarouge sont couplées avec une instrumentation par micro-thermocouples implantés dans les tôles, qui permet de corriger l'évolution de l'émissivité avec la température due aux phénomènes d'oxydation.

## 2. Description du dispositif expérimental

### 2.1. Présentation des assemblages

Les aciers testés restent identiques à ceux présentés dans [1] et le lecteur pourra s'y référer pour connaître les propriétés physiques : un acier galvanisé DP600 (revêtement Zn d'épaisseur 10  $\mu\text{m}$ ) à très haute résistance ; un acier doux galvanisé AM54 (revêtement Zn d'épaisseur 10  $\mu\text{m}$ ) pour emboutissage profond ; un acier Usibor® 1500 martensitique à ultra haute résistance protégé sur les deux faces par un revêtement d'aluminium-silicium (Al-Si) d'épaisseur 30  $\mu\text{m}$ . L'ensemble de l'étude concerne trois assemblages ; ils sont présentés figure 1 : le premier est symétrique avec trois tôles de mêmes nature et épaisseur ; les deux autres sont dissymétriques en nature et en épaisseur. Dans cette communication, seul le premier assemblage est testé.

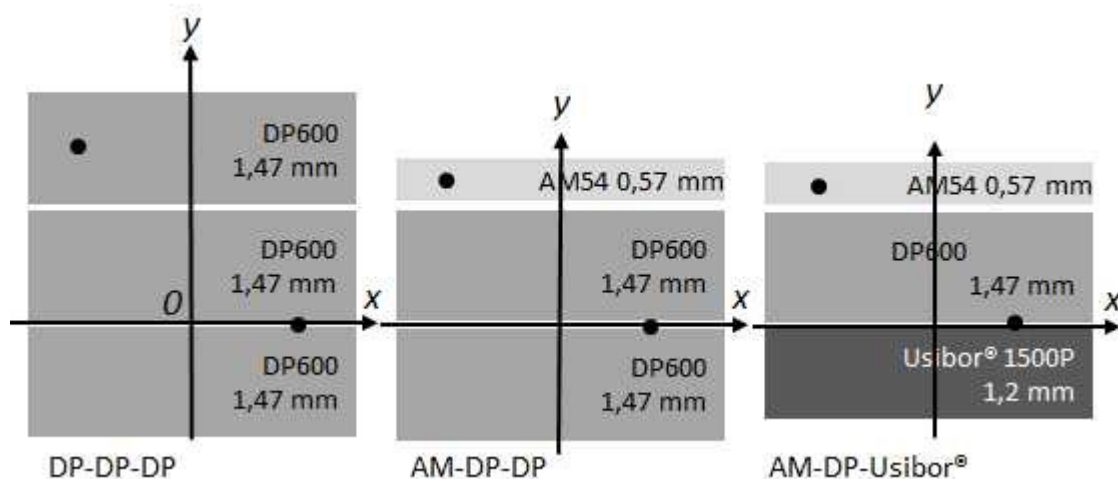


Figure 1 : illustrations des trois assemblages testés avec les positions des thermocouples (symbole ●).

Sur les trois assemblages, un axe de symétrie vertical  $y$  est considéré, ainsi qu'un axe horizontal  $x$  placé sur l'interface tôle/tôle inférieure. Les symboles ● représentent les

thermocouples de diamètre  $50\ \mu\text{m}$ , soudés par décharge capacitive et de temps de réponse évalué à  $60\ \mu\text{s}$  [4-5] ; un est placé sur la tôle supérieure, le second à l'interface inférieure ( $y = 0$ ). L'instrumentation très fine est sacrificielle.

## 2.2. Le dispositif de soudage par point

Le dispositif expérimental est identique à celui présenté en référence [1]. Nous nous permettons cependant d'en rappeler les éléments essentiels (figure 2) : il est composé de la caméra IR, d'une pince de soudage, des électrodes de soudage refroidies et enfin de l'assemblage de tôles sur un support en polyamide.

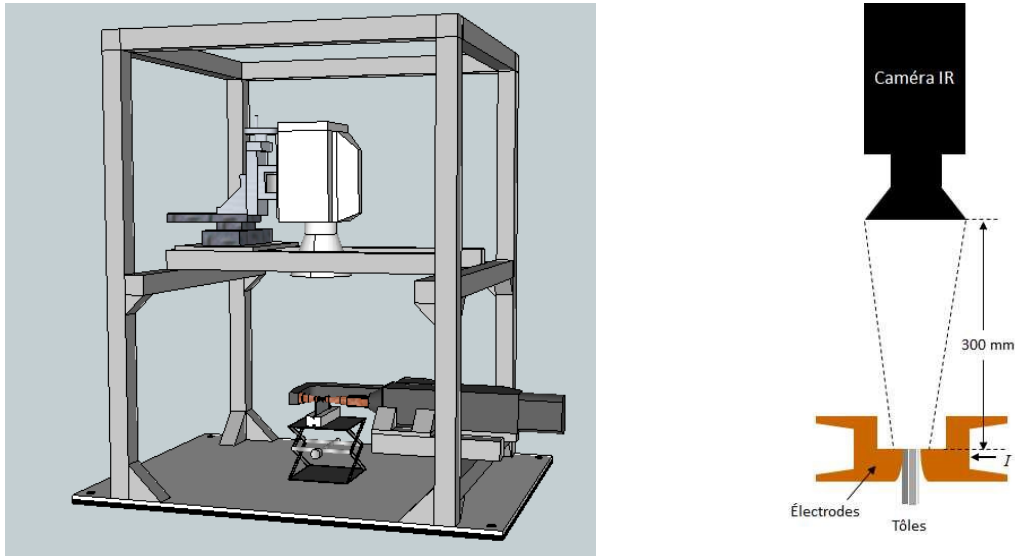


Figure 2 : à gauche, schéma du dispositif expérimental ; à droite, caméra visant l'assemblage et les demi-électrodes.

La caméra IR, un modèle FLIR X6580sc équipé d'un objectif microscopique G1, opère dans la gamme réduite de longueurs d'onde [ $4,9\ \mu\text{m} - 5,1\ \mu\text{m}$ ] grâce à un filtre passe-haut. Avec ce filtre, dans la gamme de température étudiée [ $20\ ^\circ\text{C} - 600\ ^\circ\text{C}$ ] pour une émissivité de 1, trois mesures sont successivement effectuées à trois temps d'intégration différents ( $323\ \mu\text{s}$ ,  $100\ \mu\text{s}$  et  $10\ \mu\text{s}$ ) pour lesquels le signal est exploitable dans les intervalles [ $0\ ^\circ\text{C} - 173\ ^\circ\text{C}$ ], [ $86\ ^\circ\text{C} - 282\ ^\circ\text{C}$ ] et [ $259\ ^\circ\text{C} - 600\ ^\circ\text{C}$ ], respectivement.

Par conséquent, pour une image de taille de  $640 \times 348$  pixels avec une résolution de  $15\ \mu\text{m}$  par pixel, la fréquence d'acquisition passe de  $503\ \text{Hz}$  à  $167\ \text{Hz}$ . Les risques d'endommagement de l'objectif microscopique G1 sont réduits grâce à sa grande distance focale ( $300\ \text{mm}$ ). Avec l'agrandissement de 1, la taille du pixel correspond à la résolution spatiale de l'image observée.

Pour l'essai avec l'assemblage instrumenté, les paramètres expérimentaux sont les suivants : le temps de chauffage est de  $200\ \text{ms}$ , le courant délivré est de type créneau de  $4,5\ \text{kA}$  et la pression imposées aux demi-électrodes est maintenue à  $2\ \text{kN}$ . Toutes ces informations ainsi que les températures relevées par les thermocouples sont enregistrées à la fréquence de  $1\ \text{kHz}$ .

### 3. Visualisations et analyses des essais de soudage par thermographie infrarouge pour un assemblage DP-DP-DP

La figure 3 représente un schéma de l'assemblage testé ainsi que la position des huit curseurs placés sur le thermogramme qui donnent la valeur de la température à un pixel de coordonnées  $(x,y)$ . Le curseur 1, le plus à droite est placé sur le thermocouple tc1 jusqu'au curseur 7 sur l'axe vertical à la position  $(0,0)$ . Le curseur 8 est placé sur le thermocouple tc2. Le tableau 1 résume la position (en pixel et en mm) de chaque curseur par rapport au point  $(0,0)$ . La figure 4 présente l'assemblage soudé ainsi que les deux thermocouples tc1 et tc2 ; durant cet essai, les thermocouples n'ont pas subi de dommage majeur, les résultats sont tous exploitables.

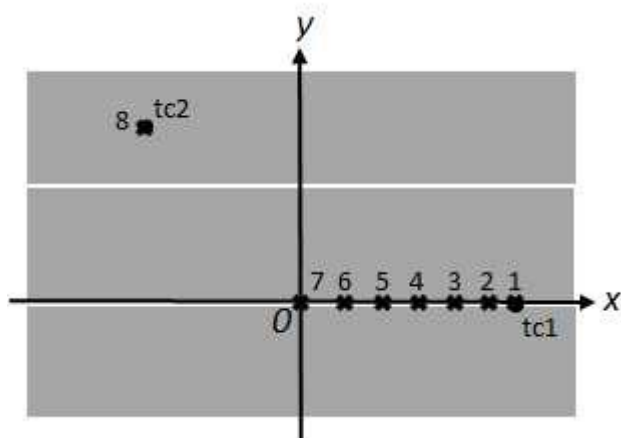


Figure 3 : position des curseurs (X) et du thermocouple (●) sur l'interface.

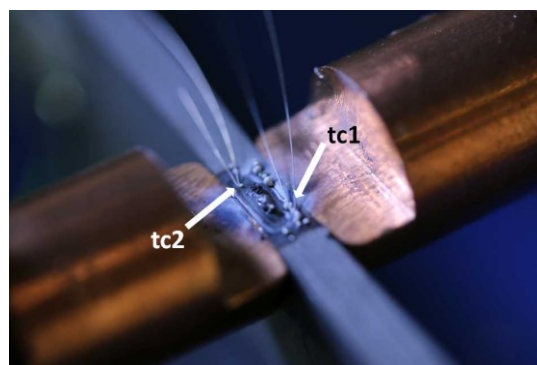


Figure 4 : assemblage symétrique après soudage avec visualisation des deux thermocouples.

curseur	1	2	3	4	5	6	7	8
y (pixel)				217				111
y (mm)				0				1,665
x (pixel)	117	108	86	64	39	22	0	-182
x (mm)	1,755	1,620	1,290	0,960	0,585	0,330	0	2,730

Tableau 1 : position de curseurs pour l'assemblage DP-DP-DP.

La première partie des analyses concerne l'interface inférieure. En s'appuyant sur les mesures de température du thermocouple tc1, l'objectif est d'estimer une émissivité constante – totale – afin que la température du curseur 1 s'ajuste sur celle de tc1. Comme il y a systématiquement fusion des tôles, la température dépasse largement  $1\,000\text{ °C}$ . Hors, la gamme de température de la caméra est  $[20\text{ °C} - 600\text{ °C}]$  dans les conditions corps noir : l'ajustement de l'émissivité ne peut se faire que dans cette gamme restreinte de température. L'opération est renouvelée lors du refroidissement, une nouvelle émissivité totale est déterminée. L'ajustement de l'émissivité est réalisé manuellement à partir du logiciel de la caméra tel que l'écart quadratique entre les températures thermocouple et infrarouge soit minimal.

L'analyse du thermogramme infrarouge montre que le pixel du curseur 1 est saturé très rapidement, c'est-à-dire aux alentours de  $100\text{ ms}$  (figure 5). La figure 6 à gauche présente durant la période de chauffe six scènes infrarouges ; les échelles de températures sont nettement visibles sur la figure 5. Une première observation permet de constater et de confirmer un échauffement symétrique selon les deux axes, comme pouvait le laisser présumer la

composition de l'assemblage. L'évolution globale de la température est présentée figure 5 ; les instants pointés par les six flèches descendantes correspondent aux six scènes infrarouges de la figure 6.

Durant cet intervalle de temps, pour ajuster au mieux la température du curseur 1 (trait rouge) sur celle de tc1 (pointillés) la valeur estimée de l'émissivité est de 0,2 (figure 5). L'hypothèse d'une interface de type corps noir [1] d'émissivité unitaire n'est donc pas validée. La température maximale est de 800 °C ; en effet, pour une émissivité de 0,2, la gamme de température balayée est cette fois-ci [31 °C – 805 °C]. Au-delà, le signal est saturé et il reste encore 100 ms de chauffage. Les phénomènes se déroulant autour et au-delà de la fusion des tôles ne sont pour le moment pas étudiés. Toujours dans la phase ascendante, lors des tout premiers instants ( curseurs 2 à 7 figure 5 et images 1 et 3 figure 6), l'évolution de la température en fonction du temps présente deux régimes thermiques, un très rapide au début (environ 40 000 °C·s<sup>-1</sup>) jusqu'à la température de 400 °C environ, et un plus lent ensuite (en moyenne 10 000 °C·s<sup>-1</sup>) (images 3 et 6). Ces résultats sont en très bon accord avec des calculs numériques réalisés sur une configuration de soudage similaire [6]. Ces observations peuvent être dues à la prédominance des échauffements associés aux résistances de contact électrique et thermique aux interfaces dans les premiers instants, et qui s'estompent ensuite lors de la fusion du revêtement de zinc vers 420 °C [7]. Des gouttelettes de zinc fondu sont alors éjectées au niveau des interfaces tôle-tôle, repérables sur les images IR à partir de  $t = 53,7$  ms (figure 5).

La figure 6 présente six scènes infrarouges capturées durant le refroidissement. Cette fois pour ajuster au mieux la température du curseur 1 (trait rouge) sur celle de tc1 (pointillés) la valeur estimée de l'émissivité est de 0,75 (figure 5), valeur supérieure probablement due aux phénomènes d'oxydation des aciers pouvant se produire à très haute température [8] (figure 6).

Les températures des curseurs 2 à 7 sont également tracées en fonction du temps à l'aide des deux émissivités préalablement déterminées au chauffage et au refroidissement. En outre on observe une augmentation de la température du curseur 1 jusqu'au curseur 7 au centre de symétrie, là où la température est maximale (figure 6).

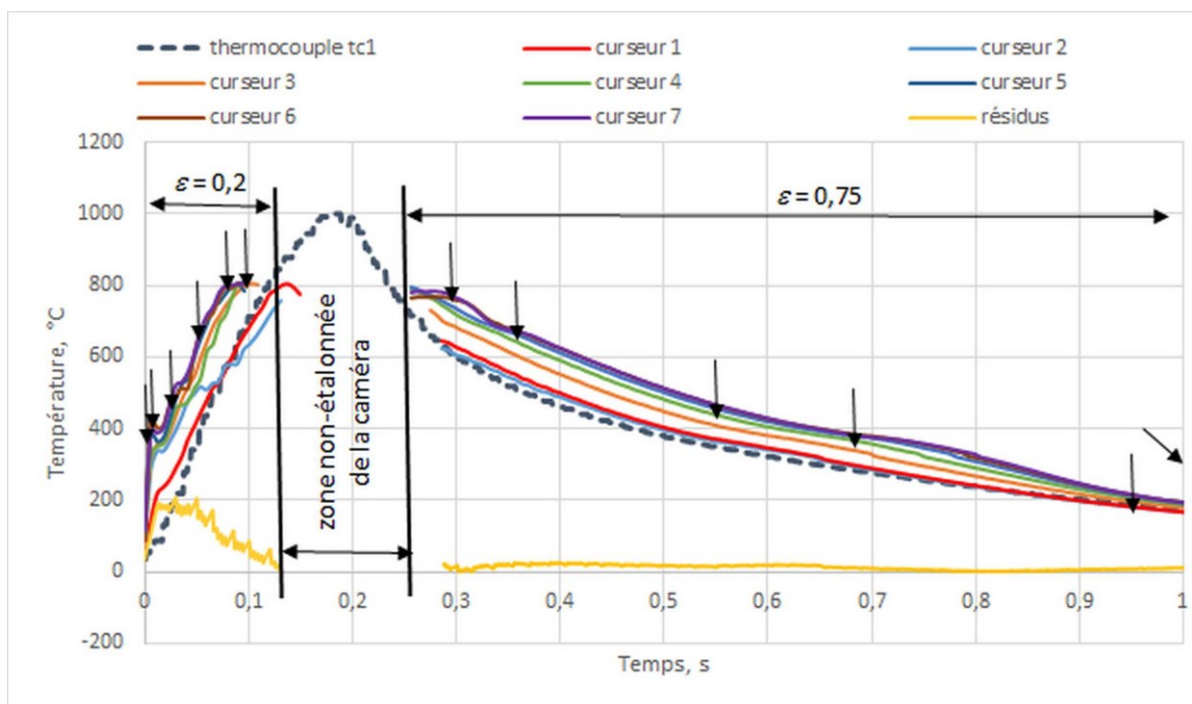


Figure 5 : évolutions des températures au niveau de l'interface inférieure. Les flèches (↓) correspondent aux temps indiqués sur la figure 6.



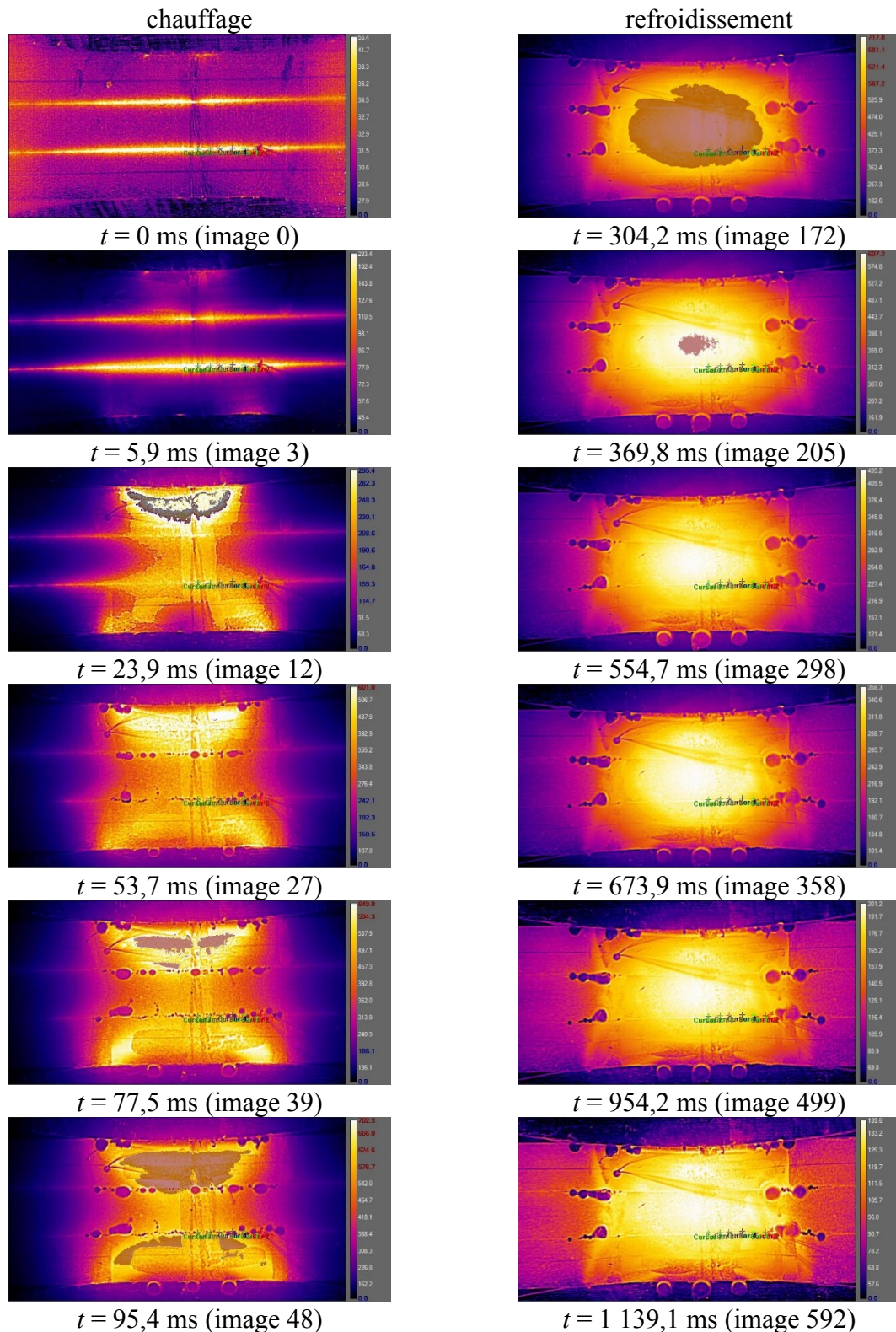


Figure 6 : thermogrammes infrarouges pour le premier assemblage avant et après fusion des tôles.

On applique par la suite une analyse identique au niveau des résultats obtenus avec le thermocouple tc2 et le curseur 8. La scène située au milieu de la tôle supérieure est relativement éloignée du foyer d'échauffement à l'interface tôle/tôle avec la tôle du milieu. Hormis un accident difficilement explicable autour de 160 ms, la température maximale enregistrée par le

thermocouple étant proche de 800 °C, l'exploitation peut concerner l'intégralité de l'enregistrement. Un ajustement satisfaisant des deux thermogrammes sur l'intégralité du temps d'acquisition est obtenu avec une valeur émissivité totale de 0,3 (figure 7). Dans ce cas, on peut supposer que l'excursion thermique n'a pas entraîné de phénomène d'oxydation susceptible de modifier l'émissivité locale.

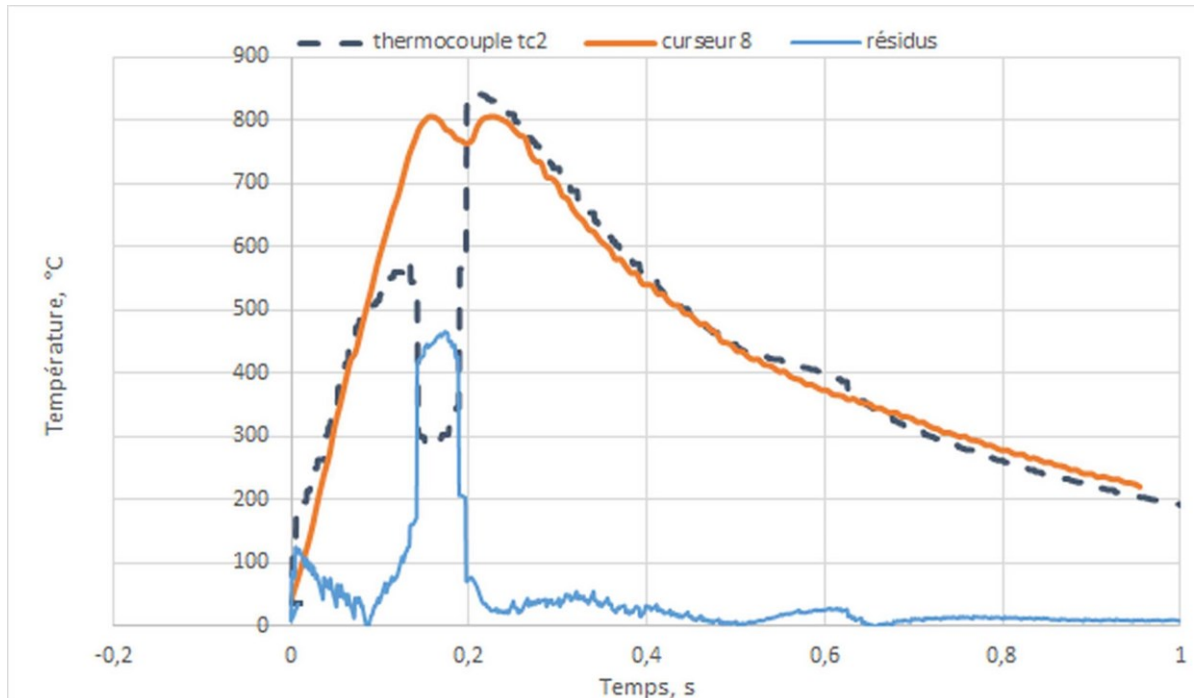


Figure 7 : évolutions des températures de tc2 et du curseur 8 et du résidu pour une émissivité de 0,3.

#### 4. Conclusion

Dans le cadre du procédé de soudage par point, cette communication, à caractère exclusivement expérimental, a présenté des résultats quantitatifs en termes de température mesurées sur la tranche d'un assemblage de trois tôles identiques. Ces résultats correspondent au recoupement entre des mesures par thermocouples avec d'autres obtenues par thermographie infrarouge. L'ajustement des mesures infrarouges avec les températures obtenues par thermocouples, qui servent de référence, a permis d'estimer l'émissivité des tôles soudées. La gamme de température considérée ne dépasse pas 800 °C. Deux thermocouples ont été positionnés : l'un à une interface tôle/tôle, l'autre au milieu de la tôle supérieure. Il a été observé que dans le premier cas, l'émissivité variait fortement entre le chauffage et le refroidissement après fusion des tôles probablement en raison des phénomènes d'oxydation se produisant à haute température. Dans le second cas, la variation de l'émissivité semble négligeable. Une analyse plus fine des signaux, non plus en termes de température, mais en termes de flux sera privilégiée par la suite afin d'évaluer l'émissivité en fonction du temps et donc la température [9]. De plus, il reste à estimer les incertitudes de mesure, qui n'ont pas été quantifiées pour le moment.

Néanmoins, ces premiers résultats ont permis d'estimer les émissivités des tôles, au niveau des interfaces zinguées et en dehors, sur une plage de température entre l'ambiante et 800 °C. Notre caméra disposant d'un étalonnage jusqu'à 1 500 °C, il devrait être donc possible d'aller au-delà des 800 °C. Par ailleurs la visualisation par thermographie infrarouge a permis



de constater et de quantifier en termes de température dans le montage symétrique les foyers d'échauffement aux interfaces tôle/tôle dans les tout premiers instants du soudage, liés aux fortes résistances de contact thermique et électrique.

Enfin, sur les trois assemblages décrits au paragraphe 2, seuls les résultats sur l'assemblage symétrique ont été présentés ici. Les mêmes tests effectués sur les deux autres assemblages dissymétriques apporteront également des informations quantitatives qui devraient permettre de renforcer la compréhension des mécanismes à l'origine des problèmes de soudabilité rencontrés sur ce type d'assemblage. Ces données expérimentales originales pourront aussi servir à valider les modèles numériques de ce procédé multiphysique, dans lequel les transferts thermiques, l'électromagnétisme, la mécanique du solide, la mécanique des fluides, la métallurgie sont impliqués.

## Références

- [1] É. Geslain, T. Pierre, C. Pouvreau, P. Rogeon, L. Cretteur, *Visualisation par thermographie infrarouge du développement de l'échauffement lors du soudage par résistance par point*, actes du colloque de thermique SFT, Marseille, 30 mai – 2 juin 2017.
- [2] E. Geslain, P. Rogeon, T. Pierre, C. Pouvreau, L. Cretteur, Coating effects on contact conditions in resistance spot weldability, *Journal of Materials Processing Tech.*, 253 (2018), 160-167.
- [3] U. Füssel, V. Wesling, A. Voigt, and E. C. Klages, Visualisierung der Temperaturentwicklung in der Schweißzone einschließlich der Schweißelektroden über den gesamten zeitlichen Verlauf eines Punktschweißprozesses, *Schweiss. und Schneid.*, 64 (2012), 634–642.
- [4] A. Bouvier, *Mesure des températures par des méthodes thermoélectriques intrinsèques et semi-intrinsèques, application à l'analyse thermique d'une opération de micro-soudure*, thèse, Université de Nantes, 1986.
- [5] A. Terzis, J. von Wolfensdorf, B. Weigand, P. Ott, *Thermocouple thermal inertia effects on impingement heat transfer experiments using the transient liquid crystal technique*, *Meas. Sci. Technol.*, 23, 2012, 115303 (13pp).
- [6] P. Rogeon, R. N. Raelison, P. Carré, et F. Dechalotte, "A Microscopic Approach to Determine Electrothermal Contact Conditions During Resistance Spot Welding Process", *J. Heat Transfer*, vol. 131, February, pp. 022101-1 – 022101-11, 2009.
- [7] É. Geslain, *Soudage par résistance des tôles fines revêtues: formation du noyau dans un assemblage de trois tôles*, thèse, Université Bretagne Sud, 2018.
- [8] Y.S. Touloukian, *Thermal radiative properties*, Plenum, New York, 1970.
- [9] R. Frappier, A. Benoit, P. Paillard, T. Baudin, R. Le Gall, T. Dupuy, Quantitative infrared analysis of welding processes: temperature measurement during RSW and CMT-MIG welding, *Science Technology of Welding and Joining*, 19-1 (2014), 38-43.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier M. Laurent Cretteur et le groupe ArcelorMittal pour la fourniture des aciers et pour le financement de cette étude, ainsi que la société Gys pour sa participation dans la modification de la machine de soudage.

# Influence de la géométrie sur les transferts couplés dans un récepteur volumique solaire à haute température

Cyril Caliot

Laboratoire Procédés Matériaux et Energie Solaire, PROMES-CNRS, 7 rue du Four Solaire, 66120 Font-Romeu-Odeillo-Via (cyril.caliot@promes.cnrs.fr)

**Résumé** - L'étude de l'influence de la géométrie dans un absorbeur volumique solaire à haute température est menée par la simulation détaillée du flux solaire incident, de l'écoulement à travers la géométrie composée de cellules de Kelvin et des transferts de chaleur. Les transferts couplés sont résolus pour trois tailles de cellules mais en conservant la même porosité. La meilleure efficacité est obtenue avec la géométrie comportant les brins les plus fins, la plus petite taille de cellule et donc la plus grande surface spécifique. Dans ce cas, l'effet volumique est observé.

## Nomenclature

$d_c$	diamètre de cellule, mm	<i>Symboles grecs</i>	
$P_{air}$	Puissance récupérée par l'air, W	$\phi_{sol}$	flux solaire sur les brins, W.m <sup>-2</sup>
$P_{IR}$	Puissance radiative nette échangée, W	$\eta$	efficacité héliothermique
$P_{sol}$	Puissance solaire incidente, W	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	température, K	$f$	fluide
$v$	vitesse de l'air, m.s <sup>-1</sup>	$in$	entrée
		$out$	sortie
		$s$	solide

## 1. Introduction

Les récepteurs volumiques solaires à air atmosphérique (Figure 1) sont utilisés pour chauffer de l'air provenant de l'atmosphère (700-1000 °C) dans le but d'alimenter un cycle thermodynamique (Rankine ou Brayton). La centrale solaire à tour de Jülich (Allemagne) pour la recherche et le développement utilise cette technologie (Figure 2). Le matériau du récepteur actuellement utilisé est du carbure de silicium (SiC) en géométrie nid d'abeilles (canaux carrés), mais des mousses aléatoires de SiC (matériaux macroporeux à cellules ouvertes) ont été testées qui présentent une meilleure tenue thermomécanique et un rendement d'échange supérieur. Avec les progrès de la fabrication additive, il est aujourd'hui possible de fabriquer des géométries complexes en céramique haute température (alumine, SiC). L'optimisation de la géométrie des récepteurs volumiques solaires s'inscrit dans une thématique plus large qui est l'optimisation des échangeurs de chaleur à haute température. De manière générale, les intérêts industriels liés à l'optimisation de la géométrie d'échangeurs de chaleur résident dans la diminution du poids des échangeurs, l'utilisation de céramiques (pour remplacer les métaux) plus légères et résistantes aux hautes températures, et une meilleure compacité obtenue par une efficacité optimisée.

Les travaux présentés constituent le début d'une étude sur l'optimisation de la géométrie de récepteurs volumiques solaires. Ils exposent les premiers résultats issus d'une chaîne de production pour la simulation d'absorbeurs solaires volumiques à haute température. Ce travail est motivé par la nécessité de simuler finement les transferts de chaleur couplés à l'écoulement dans ces récepteurs. En effet, les études passées ont montré deux tendances opposées pour l'amélioration des rendements de conversion thermo-solaire. Chavez et Chaza

[1] recommandent l'utilisation de matériaux poreux avec une forte porosité (fraction de vide) et une grande taille de cellule pour favoriser la pénétration du flux solaire dans la profondeur réduisant ainsi les pertes radiatives en réduisant la température du matériau dans la zone d'entrée. Kribus et al. [2] ont appuyé cette recommandation en montrant numériquement que l'absorption radiative possède plus d'influence que la convection sur le rendement de conversion solaire et recommandent l'utilisation de mousse poreuse à forte porosité et grande taille de cellule (90 %, 4 PPI, Pore Per Inch). Pour arriver à ces conclusions, un modèle d'absorbeur volumique a été développé incluant les équations homogénéisées de conservation de l'énergie (modèle à deux températures : fluide et solide) et l'équation homogénéisée du transfert radiatif. Avec un modèle différent (et des conditions aux limites différentes) mais utilisant aussi des équations homogénéisées et des propriétés effectives, Wu et al. [3] ont montré que pour une porosité identique, à une petite taille de cellule correspond une meilleure efficacité. Ces deux conclusions différentes proviennent des modèles et des propriétés effectives retenues. Les propriétés effectives utilisées pour ces modèles sont valides pour un volume élémentaire représentatif plus grand que le volume où les transferts couplés importants ont lieu. Alors, la question de la validité de l'approche du milieu poreux équivalent pour les récepteurs volumiques solaires à haute température par homogénéisation des équations est donc posée. Fend et al. [4] ont rapporté des mesures d'efficacité de conversion thermo-solaire pour différents absorbeurs volumiques et les meilleurs résultats sont obtenus pour un matériau fibreux (SiC) qui présente la plus grande surface spécifique et le meilleur coefficient d'échange convectif, grâce au faible diamètre des fibres (25  $\mu\text{m}$ ). De plus, Mey et al. [5] ont réalisé des mesures pour caractériser l'efficacité de mousses poreuses en SiC avec différentes tailles de pores et porosités. Leurs résultats montrent que les mousses comportant de petits pores (18 PPI) permettent d'atteindre les meilleures efficacités.

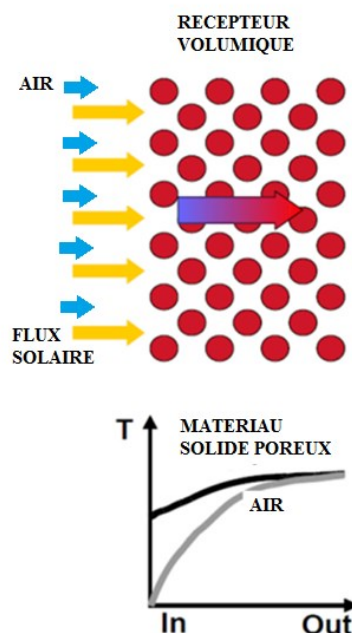


Figure 1 : Principe de fonctionnement d'un récepteur volumique à air avec les profils de températures du solide et du fluide (effet volumique).

L'étude présentée a pour objectifs de quantifier l'impact de la taille des cellules de Kelvin sur l'efficacité de conversion héliothermique et d'identifier les rôles de chaque mode de transfert (conduction, convection et rayonnement) en vue de l'intensification des échanges. Le

calcul en régime stationnaire des champs de températures du fluide et du solide, des champs de vitesses dans une géométrie tridimensionnelle et du flux solaire incident sera nécessaire.

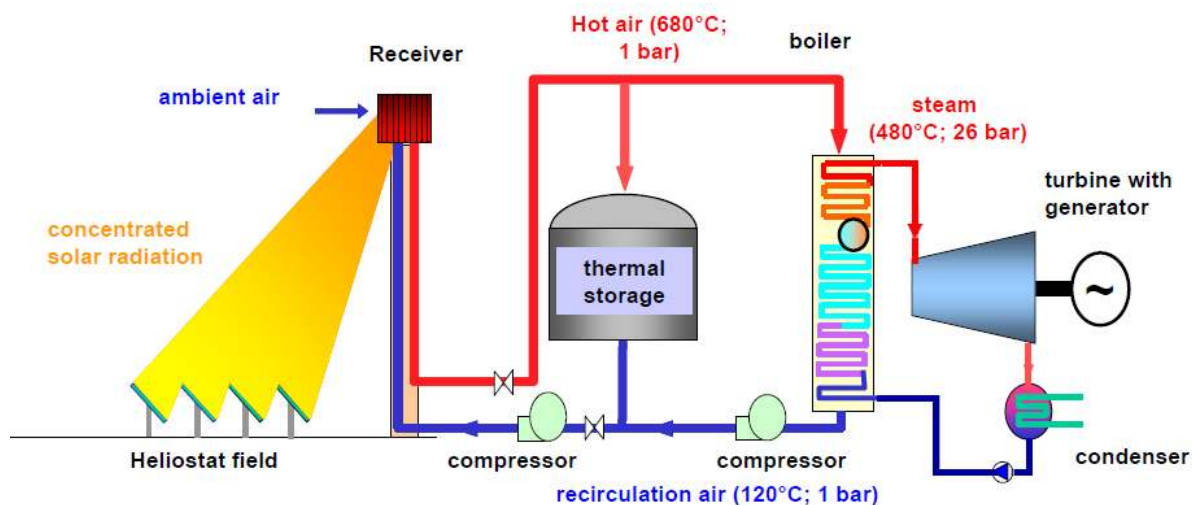


Figure 2 : Schéma de principe de la centrale à tour de Jülich utilisant un récepteur volumique à air atmosphérique (nid d'abeilles à section carrée, HITRec-II).

## 2. Méthodologie

L'écoulement laminaire dans un matériau poreux opaque (SiC), le flux solaire concentré incident et les transferts de chaleur couplés (conduction, convection, rayonnement) sont résolus au stationnaire pour différentes géométries 3D. La structure choisie correspond à un empilement de quatre cellules de Kelvin possédant une porosité de 88 %. Six simulations ont été réalisées avec trois tailles de cellules différentes et pour deux valeurs de la vitesse d'air en entrée.

Le programme Solstice (méthode de Monte Carlo Lancer de Rayons en géométrie complexe) est utilisé pour le calcul du flux solaire concentré incident sur la surface des brins de chaque géométrie simulée. Le programme Solstice [6] est une version améliorée libre et gratuite du logiciel Solfast-4D validé dans [7] qui utilise une méthode de Monte Carlo lancers de rayons possédant une formulation intégrale adaptée aux applications du solaire à concentration et des procédures d'échantillonnage par importance [8].

Le logiciel Fluent permet la résolution des transferts couplés dans l'absorbeur constitué de cellules de Kelvin. Les échanges radiatifs sont résolus par la méthode des radiosités entre les brins de SiC. Le flux solaire incident sur les brins calculé par Solstice est ajouté à la surface des brins.

## 3. Modèle d'écoulement et de transfert de chaleur

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie du fluide et du solide sont résolues par itération au stationnaire (logiciel commercial ANSYS Fluent [9]) avec des propriétés thermophysiques dépendantes de la température. L'écoulement est laminaire. La géométrie considérée est un canal à section carrée dont les parois latérales possèdent une condition de symétrie tandis qu'une vitesse du fluide est imposée en entrée et une pression à la sortie. Le canal représente un motif périodique de la géométrie de l'absorbeur solaire constituée d'un empilement de quatre cellules de Kelvin dans la profondeur. Les transferts radiatifs sont pris en compte entre les surfaces opaques des brins par une méthode des radiosités (supposant la radiosité et la réflectivité diffuses). La

réflectivité des brins de SiC est supposée grise et indépendante de la température avec une valeur de 15 %. La discrétisation spatiale utilise une méthode aux moindres carrés pour évaluer les gradients, une méthode Upwind (décentré amont) du second ordre pour les bilans de quantité de mouvement et d'énergie. Le couplage vitesse-pression est résolu par la méthode SIMPLE. Le fluide considéré est de l'air, son équation d'état est celle du gaz parfait et ses propriétés thermophysiques (capacité calorifique, conductivité et viscosité) sont considérées dépendantes de la température. Le matériau solide est du SiC avec une conductivité dépendante de la température.

Les parois des brins composant les cellules sont opaques et un flux solaire concentré y est spécifié. Ce flux solaire concentré est calculé par le logiciel Solstice [6] pour les différentes géométries et appliqué à la surface des brins grâce aux fonctions définies par l'utilisateur de l'outil ANSY Fluent. Une parabole a été utilisée pour concentrer le flux solaire sur les cellules de Kelvin et créer une incidence réaliste avec un cône de demi-angle 30°.

#### 4. Résultats et discussion

La densité de flux solaire concentré ( $\phi_{sol}$ ,  $\text{W.m}^{-2}$ ) incidente sur les brins est représentée sur la figure 3. La première cellule reçoit la majorité du flux incident. Les parois latérales du canal carré ne sont pas représentées, pourtant elles assurent la symétrie et sont purement réfléchissantes et spéculaires. La répartition spatiale du flux solaire concentré sur les brins est supposée identique pour toutes les géométries, cependant les valeurs de  $\phi_{sol}$  sur les brins sont adaptées à la géométrie pour garantir la même densité de flux solaire incidente sur l'absorbeur ( $P_{sol}$ ).

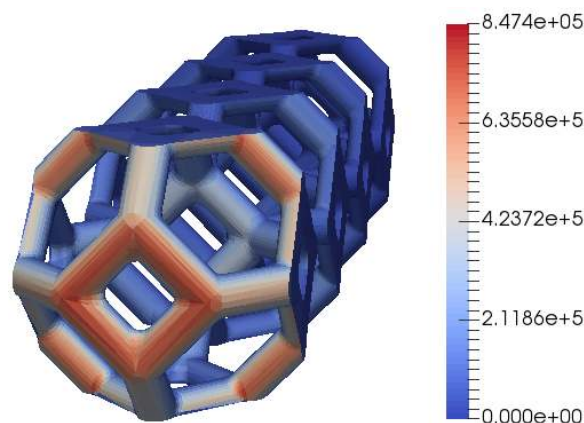


Figure 3 : Distribution spatiale de  $\phi_{sol}$  incident sur les brins des cellules de Kelvin ( $d_c = 4 \text{ mm}$ )

Après les tests d'influence du maillage, les champs de températures et de vitesses sont obtenus dans la géométrie tridimensionnelle pour trois valeurs de diamètres de cellule (diamètres  $d_c$ ) 2, 4 et 8 mm et deux vitesses d'entrée ( $v_{in}$ ) 0.5 et 1  $\text{m.s}^{-1}$ . Les trois géométries ont des diamètres de brins de 0.3, 0.6 et 1.2 mm, respectivement. Le nombre de mailles augmente avec le diamètre de cellule pour garantir un raffinement suffisant (1.9, 9.3 et 21.3 millions de mailles pour  $d_c = 2, 4$  et 8 mm, respectivement). La température d'entrée est fixée à 300 K et la pression à 101325 Pa. Les températures radiatives équivalentes sont fixées à 300 K pour l'échange avec l'environnement à l'entrée et une température moyenne du fluide est utilisée en sortie.

La figure 4 représente les lignes de courant de l'écoulement dans une géométrie ayant un diamètre de cellule de 2 mm et une vitesse d'entrée de 0.5  $\text{m.s}^{-1}$ . L'écoulement d'air entre par

la section carrée à gauche sur la figure 4 (les lignes de courant colorées par la vitesse sont bleues à l'entrée) et traverse les cellules de Kelvin en serpentant autour des brins.

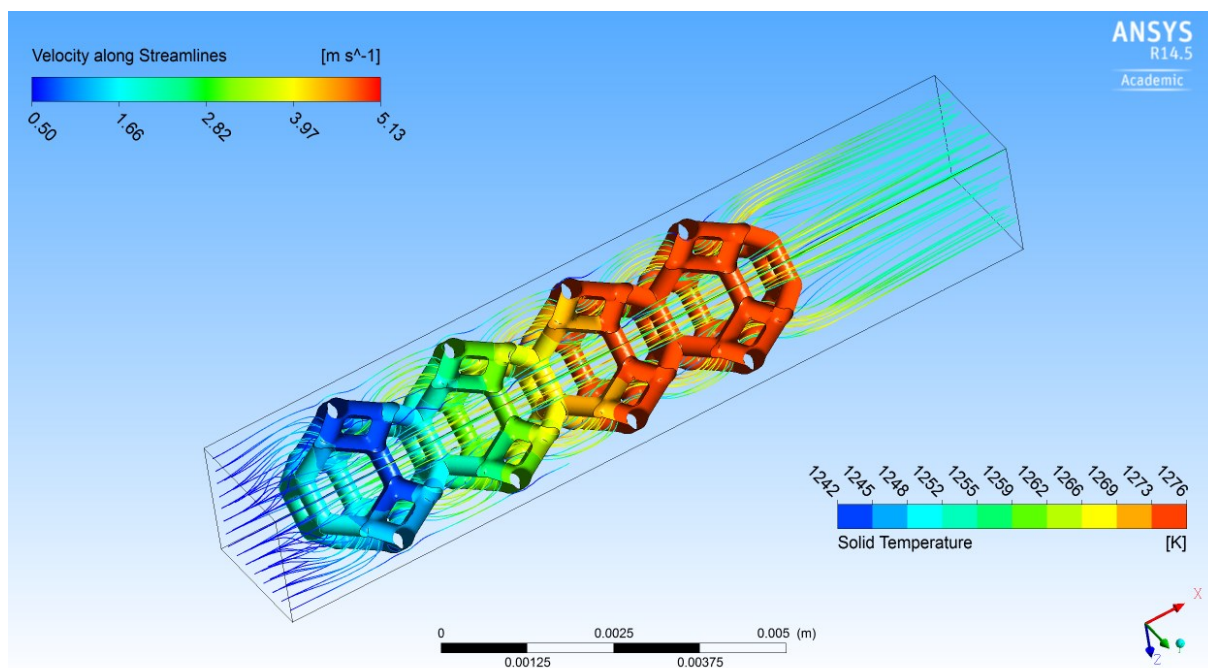


Figure 4 : Lignes de courant colorées par la vitesse et géométrie solide colorée par la température du solide (vitesse d'entrée d'air de  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $d_c = 2 \text{ mm}$ )

$P_{sol} / d_c^2$	$d_c$	$v_{in}$	$T_{f,out}$	$\eta$	$P_{IR,in} / P_{sol}$
$\text{kW.m}^{-2}$	mm	$\text{m.s}^{-1}$	K	%	%
887	2	0.5	1263	70.5	14.5
	4	0.5	1226	67.2	17.8
	8	0.5	1131	61.1	24
	2	1	874	80.1	4.9
	4	1	846	76.5	8.6
	8	1	802	70.4	14.6

Tableau 1 : Résultats des simulations : températures de sortie de l'air ( $T_{out}$ ) et efficacités thermo-solaire ( $\eta$ ) pour trois géométries avec différents diamètres de cellule de Kelvin ( $d_c$ ) et deux vitesses d'air à l'entrée ( $v_{in}$ ).

Les profils moyens de températures du fluide (air,  $T_f$ ) et du solide (SiC,  $T_s$ ) sont aussi obtenus pour différentes profondeurs ( $x$ , adimensionnalisées par le diamètre de cellule  $d_c$ ) et sont tracés dans les figures 5 et 6 correspondant aux vitesses d'entrée de  $0.5$  et  $1 \text{ m.s}^{-1}$  respectivement. Alors que  $T_s$  est une moyenne spatiale de la température du solide à une profondeur  $x$ ,  $T_f$  est une moyenne spatiale pondérée par le débit massique.

Le tableau 1 regroupe les résultats principaux des simulations : les températures du fluide en sortie ( $T_{f,out}$ ), l'efficacité héliothermique des absorbeurs ( $\eta$ ) et les pertes par émission thermique (flux net échangé avec l'environnement) du solide vers l'entrée ( $P_{IR,in}$ ). L'efficacité

héliothermique est définie (Eq. 1) comme le rapport entre la puissance récupérée par le fluide (air) en traversant l'absorbeur volumique ( $P_{air}$ ), divisée par le flux solaire concentré incident sur l'absorbeur :

$$\eta = \frac{P_{air}}{P_{sol}} \quad (1)$$

Les pertes sont constituées des réflexions du flux solaire sur les brins, de l'émission thermique des brins vers l'environnement extérieur et en sortie de l'absorbeur. Les résultats de l'étude paramétrique rassemblés dans le tableau 1 montrent que la meilleure efficacité et la plus haute température du fluide sont obtenues avec les cellules de diamètre 2 mm.

Comme attendu, les figures 5 et 6 montrent que l'air atteint une température élevée en sortie de l'absorbeur pour une faible vitesse d'entrée ( $0.5 \text{ m.s}^{-1}$ , figure 5), ce qui rend la technologie des récepteurs volumiques solaires à air atmosphérique placés en haut d'une tour, très sensible au vent. La température du solide dans la zone d'entrée est d'autant plus élevée que la taille de la cellule est grande. En effet, à porosité égale, un absorbeur avec une grande taille de cellule possède un coefficient d'échange volumique à l'entrée plus faible que l'absorbeur avec de plus petites cellules car ce dernier présente une plus grande surface spécifique pour l'échange convectif entre le solide et le fluide. En conséquence, les pertes par émission thermique sont plus faibles pour les absorbeurs avec de petites cellules et la température de l'air en sortie est plus élevée. Les écarts entre les températures de l'air en sortie et les températures du solide en sortie témoignent du plus faible échange convectif pour les géométries à grande taille de cellule. De plus, ces faibles écarts de température entre le fluide et le solide en sortie du récepteur prouvent que les échanges thermiques pilotant l'efficacité du récepteur se produisent dans les premières cellules.

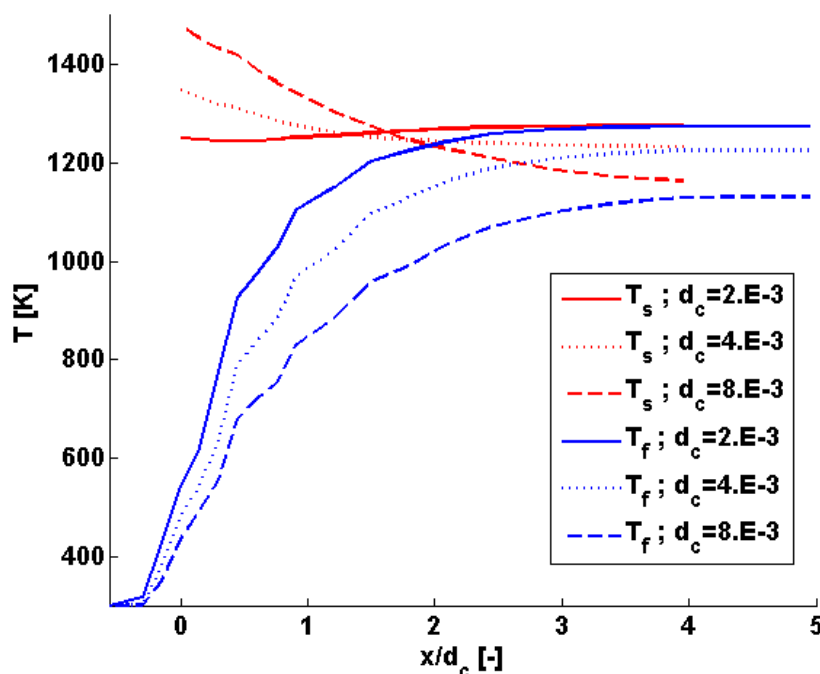


Figure 5 : Profils moyens de la température du fluide (bleu) et du solide (rouge) dans le canal pour une vitesse d'entrée d'air de  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$



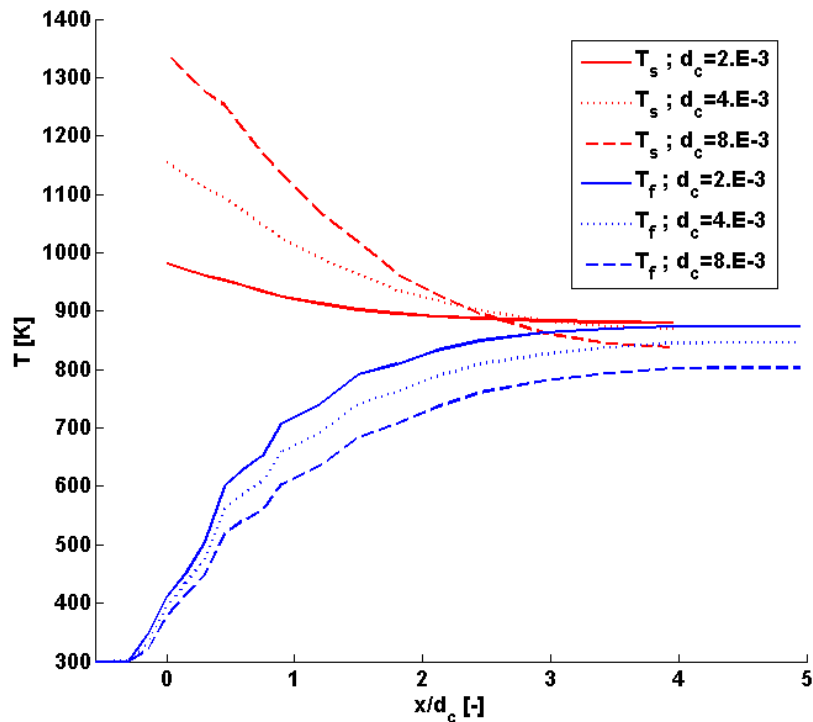


Figure 6 : Profils moyens de la température du fluide (bleu) et du solide (rouge) dans le canal pour une vitesse d'entrée d'air de  $1 \text{ m.s}^{-1}$

Dans la figure 5, les profils de  $T_s$  décroissent en fonction de la profondeur sauf pour la géométrie avec  $d_c = 2 \text{ mm}$  (ligne continue). Sur la figure 4, une alternance de bleu clair et de bleu foncé est visible dans la première cellule, et sur la figure 5 on remarque que la température du solide diminue légèrement puis augmente dans la profondeur pour se stabiliser. Ce phénomène est l'effet recherché dans les récepteurs solaires volumiques et a été nommé « effet volumique ». Cet effet volumique est créé par un fort coefficient d'échange convectif volumique à l'entrée de l'absorbeur produit par la géométrie à faible taille de cellule et diamètre de brin. L'avantage de cet effet réside dans la diminution des pertes radiatives grâce à une température du solide en entrée plus faible que la température du fluide en sortie de l'absorbeur (Figure 1).

L'effet volumique obtenu dans ces calculs n'est pas très prononcé mais montre que la convection joue un rôle important dans les premières cellules. Ce résultat n'est pas reproduit par les modèles d'absorbeurs utilisant des équations homogénéisées et des propriétés effectives et il justifie cette étude numérique. Une validation expérimentale de ces résultats validera les modèles et les outils de simulation mis en œuvre dans cette étude qui pourront être utilisés pour d'autres applications. Pour cela l'élaboration de géométries avec des brins fins devra être réalisée grâce à l'utilisation de la fabrication additive.

## 5. Conclusion et perspectives

Cette étude numérique associe des calculs de distribution de flux solaire sur une géométrie tridimensionnelle complexe d'absorbeur solaire à une simulation détaillée de l'écoulement et des transferts de chaleur au stationnaire. La diminution de la taille des cellules de Kelvin met en évidence l'influence de la surface spécifique sur les transferts couplés dans la zone d'entrée de l'absorbeur. Pour les conditions aux limites choisies, l'effet volumique est observé



pour une faible taille de cellule ce qui tend à prouver que l'intensification des échanges convectifs est possible en entrée des récepteurs volumiques lorsque des brins fins sont utilisés.

Les perspectives à court terme seront de quantifier numériquement l'influence de la conduction et du rayonnement en changeant les propriétés thermophysiques (changement du matériau solide) et thermo-radiatives (dépendance de la réflectivité à la température). Une campagne de caractérisation expérimentale est prévue avec des échantillons de récepteurs volumiques possédant une géométrie réalisable par fabrication additive. Les résultats des simulations détaillées pourront être comparés à des résultats expérimentaux pour valider les outils et modèles utilisés dans cette étude. Ces outils seront alors nécessaires pour évaluer l'impact de la géométrie sur l'efficacité héliothermique d'absorbeurs volumiques solaires et construire des modèles d'homogénéisation plus fiables.

## Références

- [1] J. M. Chavez, C. Chaza, Testing of a porous ceramic absorber for a volumetric air receiver, *Solar Energy Materials*, 24 (1991), 172-181.
- [2] A. Kribus, Y. Gray, M. Grijevich, G. Mittelman, S. Mey, C. Caliot. The promise and challenge of solar volumetric absorbers. *Solar Energy*, 110 (2014), 463-481.
- [3] Z. Wu, C. Caliot, G. Flamant, Z. Wang, Coupled radiation and flow modeling in ceramic foam volumetric solar air receivers, *Solar Energy*, 85-9, (2011), 2374-2385.
- [4] T. Fend, B. Hoffschmidt, R. Pitz-Paal, O. Reutter, P. Rietbrock, Porous material as open volumetric receivers: Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties, *Energy*, 29 (2004), 823-833.
- [5] S. Mey-Cloutier, C. Caliot, A. Kribus, Y Gray, G. Flamant. Experimental study of ceramic foams used as high temperature volumetric absorber. *Solar Energy*, 136 (2016), 226-235.
- [6] PROMES-CNRS, MESO-STAR SAS. SOLSTICE, SOLar Simulation Tool In ConcEntrating optics, version 0.7.1 (2017) , France, <https://www.meso-star.com/projects/solstice.html>  
<https://www.labex-solstice.fr/logiciel-solstice.html>
- [7] C. Caliot, H. Benoit, E. Guillot, B. Piaud, C. Coustet, J.-L. Sans, A. Ferrière, G. Flamant. Validation of a Monte Carlo integral formulation applied to solar facility simulations and use of sensitivities. *ASME Journal of Solar Energy Engineering*, 137-2 (2015), 021019.
- [8] J. Delatorre, G. Baud, J.J. Bézian, S. Blanco, C. Caliot, J.F. Cornet, C. Coustet, J. Dauchet, M. El Hafi, V. Eymet, R. Fournier, J. Gautrais, O. Gourmel, D. Joseph, N. Meilhac, A. Pajot, M. Paulin, P. Perez, B. Piaud, M. Roger, J. Rolland, F. Veynandt, S. Weitz, Monte-Carlo advances and concentrated solar applications, *Solar Energy*, 103 (2013), 653-681.
- [9] ANSYS Inc. PDF Documentation for Release 15.0 <http://148.204.81.206/Ansys/readme.html>

## Remerciements

Ce travail a été supporté par le programme d'«Investissements d'Avenir» géré par l'ANR (contrat ANR-10-LABX-22-01-SOLSTICE).



## Thème 9

# Systemes énergétiques, procédés thermiques, combustion

### Contents

---

Étude paramétrique de l'occurrence de la micro-explosion de gouttes d'emulsions d'eau dans l'huile . . . . .	245
Matériaux de stockage thermocline : de la sélection d'un couple huile-solide au modèle de stockage . . . . .	253
Étude expérimentale d'un ORC compact pour la conversion de chaleur basse température en électricité . . . . .	261
Étude de trois lois de commande des soupapes du cylindre de détente d'un moteur à air chaud et conception d'un prototype à pistons liquides . . . . .	269
Refroidissement passif de centres de données par une boucle thermosiphon . . . . .	277
Caractérisation transitoire d'un échangeur de chaleur à tubes et calandre par identification de ses fonctions de transfert . . . . .	285
Réduction d'un problème thermique par sous-structuration modale sur des maillages non-conformes . . . . .	293
Mesure des irréversibilités d'un stockage thermique par chaleur latente durant les cycles de charge et de décharge. . . . .	301
Modélisation thermodynamique d'un moteur Ericsson en cycle ouvert. . . . .	309
Étude d'un ballon de stockage thermique – Du modèle multiphysique 3D vers un modèle adapté aux simulations énergétiques du bâtiment . . . . .	317
Modélisation de l'Interaction Chimie-Turbulence pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diluée . . . . .	325
Calcul de la haute pression optimale d'un système frigorifique au CO <sub>2</sub> à travers une modélisation système : application à un cycle transcritique biétagé avec injection de vapeur et refroidissement intermédiaire . . . . .	333
Analyse numérique des mécanismes de fusion et de densification dans le procédé de frittage laser des poudres polymères . . . . .	341
Simulation thermique de dépôts successifs de fil d'Aluminium avec le procédé de soudage à l'arc avec fil fusible en mode « transfert du métal à froid ». . . . .	349
Optimisation exergetique de la production d'électricité et de la distribution de chaleur d'une centrale de cogénération . . . . .	357
Étude de l'influence des aspects thermiques sur la consommation et l'efficacité énergétique des serveurs . . . . .	365
Modélisation dynamique d'un réseau de chaleur à débits variables . . . . .	373
Modélisation transitoire des échanges thermiques et massiques dans un meuble réfrigéré, ventilé et chargé de denrées . . . . .	381
Modélisation du refroidissement d'éléments chauffants par ébullition en convection libre dans un fluide diélectrique . . . . .	389

Détermination numérique de propriétés morphologiques et de propriétés de transport de copeaux de bois pour la modélisation de la pyrolyse basse température . . . . .	397
Étude d'un cycle combiné ORC-Rankine . . . . .	405
Stockage instantané d'énergie photovoltaïque par air comprimé (Compressed Air Energy Storage : CAES) : modélisation, analyse de sensibilité et optimisation des principaux composants du système. . . . .	413
État de l'art de la modélisation de l'évaporation de l'eau des piscines et comparaison expérimentale . . . . .	421
Étude du comportement d'un désorbeur à plaques compact . . . . .	429
Étude d'un moteur Stirling pour une application de véhicule hybride . . . . .	437
Protocole de vieillissement accéléré pour application solaire . . . . .	445
Intégration dynamique d'un stockage de type thermocline dans une centrale électro solaire .	452
Modélisation thermodynamique du stockage d'énergie par air comprimé . . . . .	461
Analyse comparative de cycles hybrides innovants impliquant des procédés à sorption, pour le stockage d'énergie thermique, la production de froid et/ou de travail mécanique . . .	469
Développements récents sur la modélisation des échangeurs géothermiques horizontaux. . . .	477
Modélisation et simulation dynamique de l'intégration de chaleur solaire à un procédé industriel réunionnais . . . . .	485

---

# Etude paramétrique de la micro-explosion de gouttes d'émulsion eau/huile

Omar MOUSSA<sup>1</sup>, Dominique TARLET<sup>1</sup>, Patrizio MASSOLI<sup>2</sup>, Jérôme BELLETTRE<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTEN UMR CNRS - Université de Nantes 6607)  
Rue Christian Pauc – 44306 Nantes

<sup>2</sup>CNR-Istituto Motori

Via Guglielmo Marconi, 80125, Napoli

\*(auteur correspondant : jerome.bellettre@univ-nantes.fr)

## Résumé

Lorsqu'une goutte d'émulsion eau/huile (E/H) est portée à haute température, un phénomène thermique appelé « micro-explosion » peut avoir lieu. Ce phénomène peut être défini comme l'atomisation de la phase continue (ici l'huile) par l'énergie dégagée par la vaporisation de la phase dispersée (ici l'eau). Cependant, cette énergie n'est parfois pas suffisante pour atomiser la phase continue : ce phénomène est alors connu sous le nom de « puffing », que l'on pourrait définir comme étant une micro-explosion « partielle ». Nous proposons ainsi d'étudier l'influence de certains paramètres physiques sur l'occurrence de la micro-explosion et de visualiser les phénomènes physiques internes à la goutte avant son explosion

## Nomenclature

$\mu$ -exp micro-explosion

$D$  diamètre, m

$T$  température, K

*Symboles grecs*

$\mu$  viscosité, Pa.s

$\rho$  masse volumique, kg/m<sup>3</sup>

$\gamma$  tension interfaciale, N/m

*Indices et exposants*

w eau

w/o eau-dans-l'huile

## 1. Introduction

Les émulsions eau-dans-l'huile (E/H) semblent être une solution viable pour remplacer les carburants hydrocarbonés classiques au vu de leurs faibles émissions de gaz nocifs et de particules (CO, PM, NO<sub>x</sub>...). La faiblesse des émissions d'imbrûlés solides et gazeux résulte d'un phénomène de nature thermique : la « micro-explosion » ( $\mu$ -exp) [1-3].

La  $\mu$ -exp est la conséquence de la différence entre les températures d'ébullition des deux fluides en présence. Lorsqu'une goutte d'émulsion est portée à température (300-500°C), la phase dispersée (eau) atteint sa température de saturation beaucoup plus rapidement que la phase continue (l'huile). Le résultat, une soudaine expansion volumique de l'eau, engendre l'éclatement de l'huile qui l'entoure [1-4].

Néanmoins, dans certaines configurations, l'énergie dégagée n'est pas suffisante et l'atomisation est partielle : c'est le « puffing » [5-6]. Cela peut arriver, par exemple, lorsque la taille des gouttelettes d'eau (et donc l'énergie dégagée) est petite. Ainsi, l'occurrence de la  $\mu$ -exp dépend fortement de paramètres physiques des fluides, la taille des gouttelettes d'eau dispersées... Or, l'émulsion étant un système fondamentalement instable [7] (l'huile et l'eau n'étant pas miscibles), la taille de la phase dispersée évolue grâce à des phénomènes comme la coalescence ou le murissement d'Ostwald.

Plusieurs travaux [8-16] ont montré, qualitativement, que la coalescence (partielle ou totale) des gouttelettes dispersées favorisait l'occurrence de  $\mu$ -exp. Nous proposons ici de vérifier et

de quantifier, en étudiant l'influence de propriétés intrinsèques (tension interfaciale, viscosité) et de paramètres physiques (taille de la phase dispersée et température de chauffe).

## 2. Méthode et Matériel

### 2.1. Préparation de l'émulsion

L'émulsification est le procédé par lequel deux fluides non-miscibles sont mélangés, entraînant la dispersion d'un fluide dans l'autre. La technique utilisée ici est l'émulsification par micro-canaux [17]. Le protocole est représenté sur la figure 1.

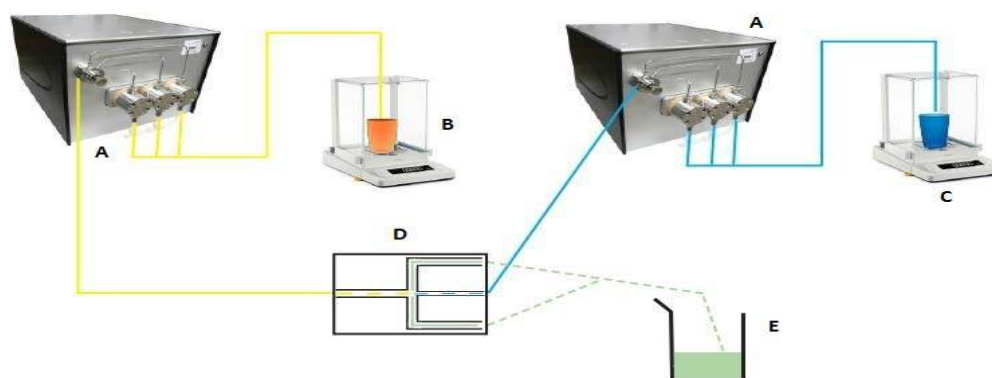


Figure 1 : *Emulsification par micro-canaux: A-Pompes, B-Balance huile, C-Balance eau, D-Micro-canaux, E- L'émulsion*

Les pompes injectent les deux fluides dans les micro-canaux, avec un débit contrôlé, qui nous permet de varier la quantité d'eau dans l'émulsion. La collision frontale des fluides génère la dispersion de l'eau dans l'huile. Le surfactant SPAN 83 est préalablement mélangé à la phase huileuse, avant l'injection dans les pompes. Le rôle du surfactant est de diminuer la tension interfaciale entre les deux fluides et ralentir la séparation de phase.

Deux phases huileuses ont été utilisées : le diesel, et l'huile de tournesol. La principale différence entre les deux produits est leur viscosité. Le tableau 1 résume les propriétés physiques des fluides :

	$\mu$	$\rho$	Point d'ébul.	HLB
	mPa.s	kg.m <sup>-3</sup>	°C	-
Diesel	15	840	320	-
Huile de tournesol	55	920	315	-
Span 83	1500	9,4	-	3
Eau	1	1000	100	-

Tableau 1 : *Propriétés physiques des fluides utilisés*

Tous les paramètres étudiés (tension interfaciale, viscosité de l'huile, débit de chaque pompe...) ont une incidence directe sur la taille de la phase dispersée. L'étude paramétrique que nous proposons consiste à modifier un de ces paramètres à la fois (cf. Tableau 2). Nous nous retrouvons ainsi avec 45 émulsions différentes.

Paramètres	Gamme de valeurs				
Température (°C)	450	470	485	500	--
% d'eau	5%	10%	15%	--	--
% de surfactant	0%	0,1%	0,2%	--	--
Débit d'huile (mL/min)	100	200	350	400	480

Tableau 2 : Gamme des valeurs pour les paramètres étudiés

## 2.2. Méthode d'analyse de taille

La mesure de tailles des gouttelettes dispersées, étape préliminaire, se fait par microscope optique (Fig.2). Le traitement des images consiste à sélectionner les gouttelettes d'eau, mesurer une surface équivalente et en déduire le diamètre. Le paramètre  $n_{\min}$  est introduit pour définir le nombre minimum de gouttes à sélectionner pour avoir une valeur moyenne viable :

$$n_{\min} = \frac{c \times u(1 - \frac{\alpha}{2})}{I} \quad (1)$$

où  $c$  représente l'écart type divisé par la moyenne ( $c = \frac{SD}{\bar{x}}$ ),  $u$ ,  $\alpha$  et  $I$  sont des paramètres donnés par la loi normale. Un autre moyen de vérifier la fiabilité de nos mesures, est d'étudier la convergence de la taille moyenne en fonction du nombre d'échantillons (Fig.3).



Figure 2 : Vue microscopique de l'émulsion

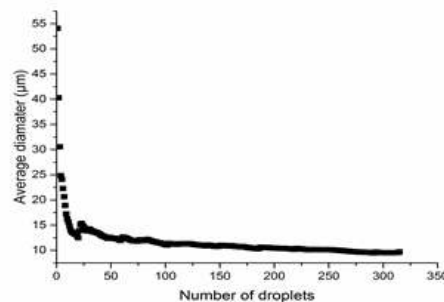


Figure 3 : Convergence du diamètre moyen

## 2.3. Procédure de $\mu$ -exp

La procédure de micro-explosion consiste à chauffer une goutte d'émulsion entre 450 et 500°C sur une plaque chauffante convexe de diamètre 6 mm (Fig.4).

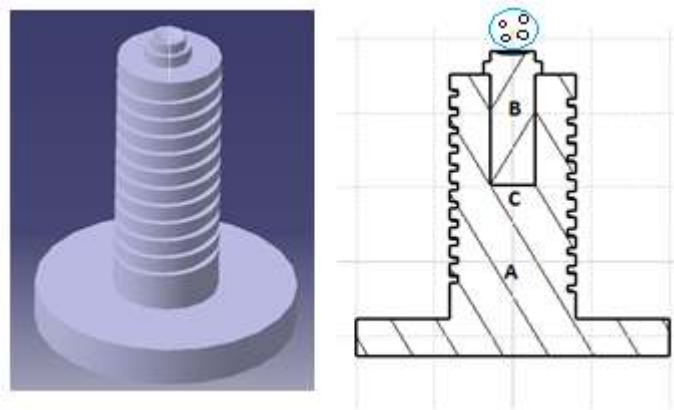


Figure 4 : Plaque chauffante: A- support pour le fil chauffant B : Porte-goutte, C: Position du thermocouple

Trois scénarii différents peuvent avoir lieu :

- $\mu$ -exp : vaporisation soudaine de la phase dispersée, entraînant l'éclatement total et l'atomisation de la goutte d'émulsion
- Puffing : production de fumée épaisse résultant d'une atomisation incomplète. Cette atomisation partielle tend parfois à faire tomber la goutte de son support.
- $\mu$ -exp après puffing : La goutte d'émulsion est d'abord atomisée partiellement, une partie de la goutte est éjectée. Ensuite, la partie restante sur la plaque est éclatée complètement.

Pour chaque émulsion préparée, une vingtaine de tests sont effectués, la probabilité de  $\mu$ -exp étant le nombre de  $\mu$ -exp divisé par le nombre total de tests.

### 3. Résultats

#### 3.1. Occurrence de $\mu$ -exp

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'occurrence de la  $\mu$ -exp dépend de plusieurs paramètres, principalement de la taille des gouttelettes d'eau, mais aussi de la viscosité de la phase continue et de la tension interfaciale entre les deux phases. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'étudier la tendance de  $\mu$ -exp en fonction du nombre d'Ohnesorge  $Oh$ . Ce nombre adimensionnel décrit le rapport entre les forces visqueuses d'un côté et les forces inertielles et tensions de surface de l'autre :

$$Oh = \frac{\mu_c}{\sqrt{\gamma_{W/O} \rho_w D}} \quad (2)$$

Comme on peut le constater,  $Oh$  dépend directement des paramètres étroitement liés à la  $\mu$ -exp. La figure 5 décrit l'évolution de l'occurrence de  $\mu$ -exp en fonction d' $Oh$  :

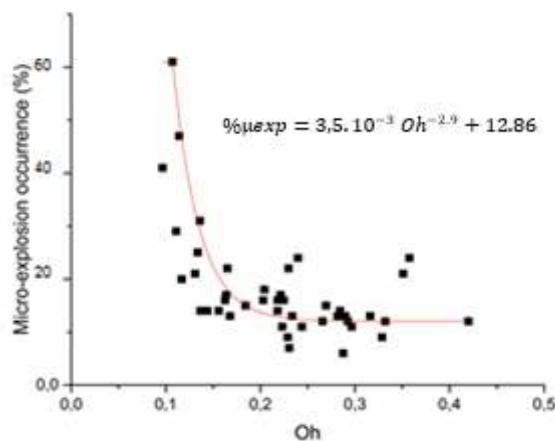


Figure 5 : Evolution de l'occurrence de  $\mu$ -exp en fonction du nombre d'Ohnesorge

On remarque assez clairement que pour des nombres d' $Oh$  faibles (faible viscosité, gouttes dispersées plus larges) la probabilité de  $\mu$ -exp atteint son maximum, entre 40 et 60%. Ceci peut être expliqué par la facilité qu'ont les gouttelettes d'eau à se déplacer à travers la phase continue, entraînant leurs coalescences. Dans le cas inverse, pour des valeurs plus élevées d' $Oh$ , les contraintes de cisaillement plus importantes rendent le mouvement des gouttes dispersées plus difficile. La principale conséquence est la baisse notable de la coalescence et donc du taux de micro-explosion. Ces observations confirment un certain lien entre  $\mu$ -exp et coalescence des gouttes dispersées.



Nous avons utilisé des émulsions à l'huile de tournesol, environ 4 fois plus visqueuse que le diesel afin de confirmer les premiers résultats : Les probabilités de  $\mu$ -exp se situent entre 9 et 20%, ce qui est clairement plus faible que les émulsions au Diesel. Ces résultats viennent confirmer l'hypothèse que la  $\mu$ -exp est favorisée lorsque la phase continue est faiblement visqueuse, ou lorsque les gouttes d'eau sont assez larges. Ces deux configurations génèrent le même résultat : la coalescence (totale ou partielle) des gouttes dispersées.

L'influence d'autres paramètres ont été étudiés, comme la température de chauffe. Il a été remarqué que la probabilité de  $\mu$ -exp a tendance à augmenter lorsque la température augmente. Ceci peut être expliqué par plusieurs raisons :

- l'augmentation de la température de chauffe diminue la viscosité de la phase continue entraînant un nombre plus important de  $\mu$ -exp.
- les surfactants peuvent être 'dénaturés' lorsqu'ils sont exposés à de fortes températures. Ceci entraîne une augmentation de la tension interfaciale, et donc facilite la coalescence des gouttes d'eau.

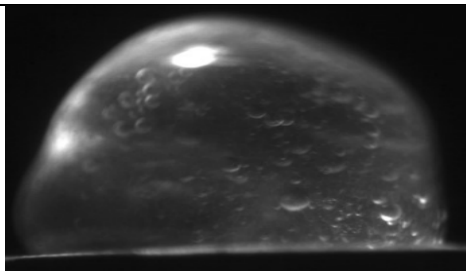
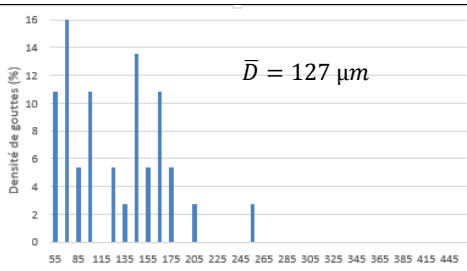
Il a été observé que lorsque l'eau dispersée atteint un état métastable (température de changement de phase supérieure à la température de saturation [13]), la  $\mu$ -exp est beaucoup plus récurrente. De l'eau déionisée a été utilisée pour des émulsions avec du Diesel. Ne contenant donc pas d'impuretés, elle atteint un niveau métastable plus important (jusqu'à 200°C [13]). Pour ces configurations, la  $\mu$ -exp a atteint des probabilités entre 60 et 75%.

### 3.2. Caractérisation optique des gouttelettes d'eau

Une caméra rapide *Photron FastCam V4* a été utilisée pour filmer la goutte d'émulsion lors de l'échauffement qui mène au processus de  $\mu$ -exp. Ceci nous permet de visualiser directement les interactions entre les gouttes d'eau, mais aussi de mesurer l'évolution de leurs distributions de taille.

Les résultats présentés dans le tableau 3 décrivent l'évolution de la distribution de taille en fonction du temps. L'émulsion en question est constituée de 90% de n-tétradécane (un produit pur, similaire au diesel), 0.5% de surfactant, le reste étant de l'eau déionisée. La caméra est réglée sur une fréquence d'acquisition de 2000Hz avec un temps d'exposition de 0.25 ms.

La méthode de post-traitement automatique des images brutes n'étant pas encore tout à fait au point, 7 clichés ont été analysés manuellement, à des moments différents de l'expérience. La température de chauffe est de 500°C.

Temps (ms)	Visuel	Distribution de taille
2		

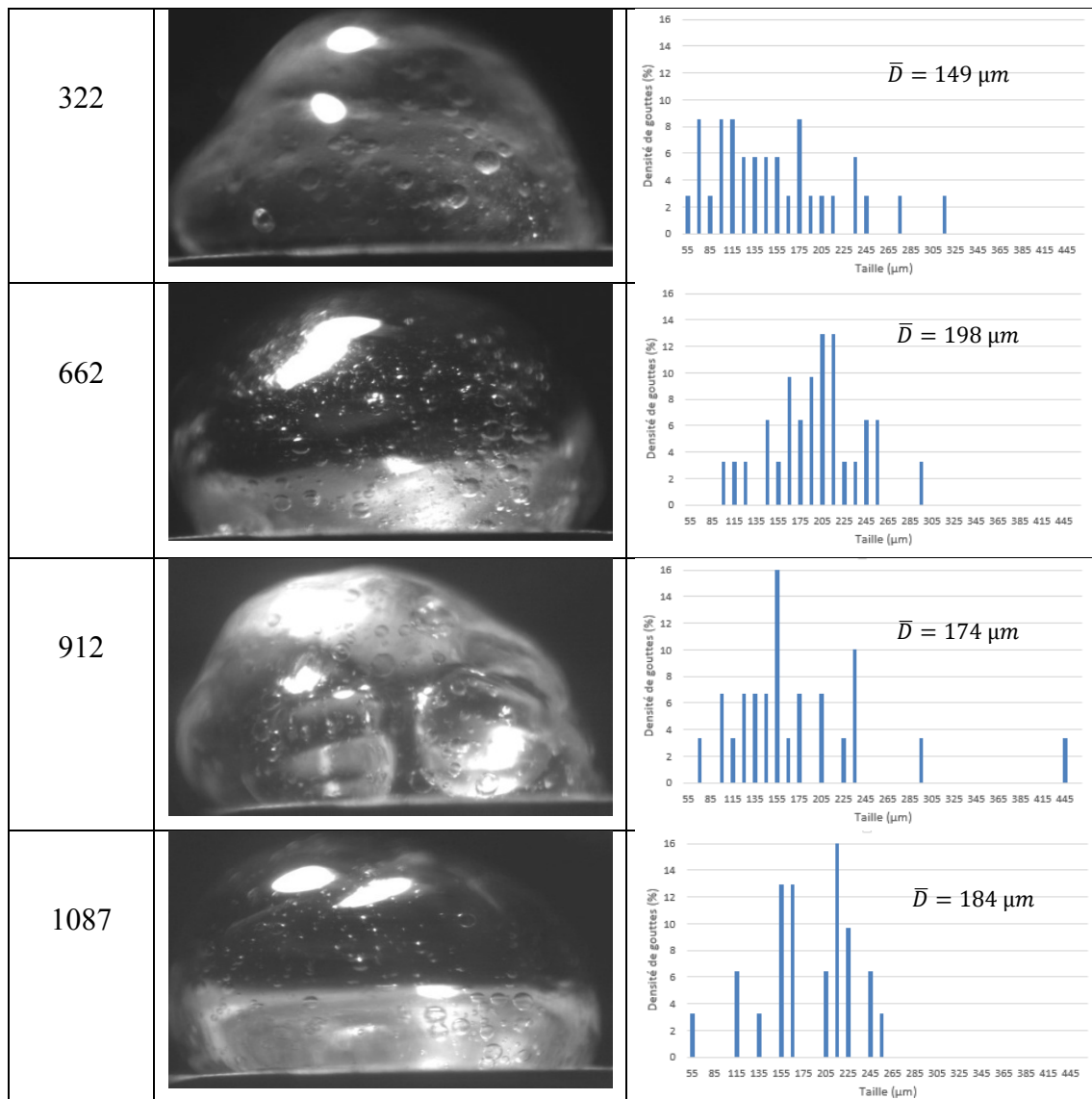


Tableau 3 : Evolution de la distribution de taille en fonction du temps.

A  $t=2$  ms, les gouttelettes d'eau dispersées ont une taille moyenne de  $127 \mu\text{m}$ . La distribution est relativement serrée malgré deux maximas à  $65$  et  $135 \mu\text{m}$ . Entre  $322$  et  $662$  ms, nous observons des mouvements convectifs au sein de la goutte d'émulsion : la partie basse de la goutte étant chauffée plus rapidement, un gradient de densité vertical apparait. Ceci entraîne des mouvements rotatifs au sein de la goutte d'émulsion et la mise en mouvement de gouttelettes d'eau. Celles-ci, suivant la même trajectoire mais avec des vitesses différentes, ont plus de chances d'interagir et donc coalescer. La taille moyenne continue donc de croître, passant de  $148$  à  $199 \mu\text{m}$ .

A  $t=912$  ms, Deux gouttes d'eau se transforment en bulle de vapeur, comme on peut le voir en arrière-plan. Ces bulles ne sont pas comptabilisées dans la distribution de taille, et c'est pour cette raison que la taille moyenne chute à  $174 \mu\text{m}$ .

Entre  $912$  et  $1087$  ms, les bulles de vapeur s'échappent de la goutte d'émulsion. C'est un premier puffing. Les gouttelettes d'eau continuent à coalescer sous l'influence de la hausse de la température et les effets induits (baisse de viscosité, mouvement convectifs...). La taille moyenne est de  $184 \mu\text{m}$  à  $1087$  ms soit  $20$  ms avant la  $\mu$ -exp. La  $\mu$ -exp a lieu à  $t=1107$  ms. Elle

de moins de 0.5 ms. Mura *et al.* [12], qui ont étudié la durée de la micro-explosion et la vitesse des gouttes filles éjectées en résultant, ont mesuré des temps caractéristiques équivalents à ceux observés dans notre cas.

#### 4. Conclusion

La  $\mu$ -exp étant un phénomène non systématique, nous avons donc choisi de l'étudier d'un point de vue statistique, en introduisant un paramètre : la probabilité de micro-explosion. Ce paramètre est influencé par plusieurs facteurs :

- des facteurs physiques tels la viscosité de la phase continue, la température de chauffe, la tension interfaciale entre les deux fluides, la nature de la phase dispersée et sa pureté (qui influence le degré de métastabilité)

- la composition de l'émulsion définie par la quantité d'eau et de surfactant dans l'émulsion, et qui engendre la distribution de taille initiale de la phase dispersée.

Une des principales conclusions que nous pouvons tirer de ce travail est que la  $\mu$ -exp est favorisée par la capacité qu'ont les gouttes d'eau dispersées à se mouvoir et à coalescer. Ceci nous a conduits à mettre au point une technique de visualisation in-situ, qui nous permet d'un côté de mesurer l'évolution de taille en fonction du temps, mais aussi d'étudier la dynamique de phénomènes comme la coalescence. L'affinement de certains éléments comme l'éclairage en arrière-plan, le temps d'exposition et la fréquence d'acquisition permettra par la suite de post-traiter les images automatiquement.

Une autre technique optique de LIF est en cours de mise au point : elle consiste à rajouter de la fluoresceine, un traceur fluorescent soluble seulement dans l'eau, et exciter la goutte d'émulsion à l'aide d'un plan laser continu. Cela nous permettra de visualiser seulement les gouttelettes d'eau sur un plan tout en augmentant la précision de la visualisation.

#### Références

- [1] A. M. Ithnin, H. Noge, A. K. Hasannuddin, and W. Jazair, An overview of utilizing water-in-diesel emulsion fuel in diesel engine and its potential research study, *Journal of the Energy Institute*, 87-4 (2014), 273-288.
- [2] F.Y.Hagos, A.R.A.Aziz, Y.Khan, Z.A. Abdul Karim and I.M.Tan, Current trends in water-in-diesel emulsion as a fuel, *The Scientific world journal*, 2014, Article ID 527472
- [3] T.Kadota and H. Yamasaki, Recent advances in the combustion of water fuel emulsion, *Progress in Energy and Combustion Science* 28-5 (2002), 385–404
- [4] O.Armas, R.Ballesteros, F.J.Martos, and J.R.Agudelo, Characterization of light duty diesel engine pollutant emissions using water- emulsified fuel, *Fuel*, 84-8 (2005), 1011–1018
- [5] F.Y.Hagos, A.R.A.Aziz, Y.Khan and I.M.Tan, Water-in-diesel emulsion and its micro-explosion phenomenon-review, *Communication Software and Networks (ICCSN)*, 3rd International Conference on IEEE, 2011, 314-318
- [6] H.Watanabe, T.Harada, Y.Matsushita, H.Aoki and T.Miura. The characteristics of puffing of the carbonated emulsified fuels, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009), 3676-3684
- [7] T.Palermo, Le phénomène de coalescence. Etude bibliographique. *Revue de l'Institut français du pétrole* 46 (1991), 325-360
- [8] V.Califano, R.Calabria and P.Massoli, Experimental evaluation of the effect of emulsion stability on micro-explosion phenomena for water-in-oil emulsions. *Fuel* 117-A (2014), 87-94

- [9] Y.Suzuki, T.Harada, H.Watanabe, M.Shoji, Y.Matsushita, H.Aoki, and T.Miura, Visualization of aggregation process of dispersed water droplets and the effect of aggregation on secondary atomization of emulsified fuel droplets, *Proceedings of the Combustion Institute* 33-2 (2011), 2063-2070
- [10] M.Y.Khan, Z.Abdul, A.Abd, M.Heikal, and C.Crua, Puffing and micro-explosion behavior of water-in-pure diesel emulsion droplets during Leidenfrost effect, *Combustion Science and Technology* 187-7 (2016), 1186-1197
- [12] E.Mura, C.Josset, K.Loubar, G.Huchet and J.Bellettre, Effect of dispersed water droplet size in micro-explosion phenomenon for water in oil emulsion, *Atomization and sprays* 20-9 (2010), 791-799
- [13] E.Mura, P.Massoli, C.Josset, K.Loubar, and J.Bellettre, Study of the micro-explosion temperature of water in oil emulsion droplets during the Leidenfrost effect, *Experimental Thermal and Fluid Science* 43 (2012), 63-70
- [14] S.S.Sazhin, Bubble nucleation mechanisms of liquid drops superheated in other liquids *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47 (2004), 2927–2940
- [15] A.A.Rashid I.M.Tan, Z.A.Abdul karim, and Y.M.Khan, Experimental study on influence of surfactant dosage on micro explosion occurrence in water in diesel emulsion. *Applied Mechanics and Materials* 819 (2016), 287-291
- [16] Y.M.Khan A.A.Rashid, Z.A.Abdul karim, and I.M.Tan, Experimental investigation of micro-explosion occurrence in water in diesel emulsion droplets during the Leidenfrost effect, *Energy & Fuels* 28-11 (2014), 7079-708
- [17] A.Belkadi, D.Tarlet, A.Montillet, J.Bellettre, and P.Massoli, Water-in-oil emulsification in a microfluidic impinging flow at high capillary numbers, *International Journal of Multiphase Flow* 72 (2015), 11-23

### **Remerciements**

Nous tenons à remercier la région Pays de la Loire (programme « Connect Talent » - Chaire Optical Diagnostics for Energy).

# Matériaux de stockage thermocline : de la sélection d'un couple huile-solide au modèle de stockage.

Sophie MOLINA<sup>1\*</sup>, Didier HAILLOT<sup>1</sup>, Bertille MARIE<sup>2</sup>, Alexandre DEYDIER<sup>3</sup>, Jean-Pierre BEDECARRATS<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ Pau & Pays Adour, LaTEP, EA1932, ENSGTI, Avenue Jules Ferry, BP7511, 64000 Pau, France

<sup>2</sup> Bertin Technologies Tarnos, Espace technologique Jean-Bertin, Avenue du 1er Mai, 40220 Tarnos, France

<sup>3</sup> CNIM (Constructions Industrielles de la Méditerranée), Siège social, Direction Générale, 35, rue de Bassano, 75008 Paris, France

\* (auteur correspondant : sophie.molina@univ-pau.fr)

**Résumé** - Le stockage d'énergie thermique, et notamment la technologie thermocline dual-media, constitue une solution prometteuse aux problématiques d'efficacité énergétique et d'intégration des énergies renouvelables. La mise en présence de deux matériaux dans les systèmes dual-media pose la question de leur compatibilité et de leur performance sur le long terme. Dans un premier temps, cette compatibilité est évaluée sur un banc de vieillissement en laboratoire, à 340°C. Les couples les plus prometteurs sont ensuite introduits dans un pilote de stockage d'un volume total de 0,3 m<sup>3</sup>, pilote dont le comportement a été modélisé à l'aide d'un programme développé sous l'environnement C++, afin d'extrapoler les données expérimentales récoltées.

## Nomenclature

$A_{ech}$	surface d'échange, m <sup>2</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$C_p$	chaleur spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\varepsilon$	porosité
$D_i$	diamètre interne, m	$\lambda$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$d_p$	diamètre de particule, m	$\mu$	viscosité dynamique, Pa.s
$H_{lit}$	hauteur du lit de solide, m	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$h_{vol}$	coefficient d'échange, W.m <sup>-3</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>Indices et exposants</i>	
Pr	nombre de Prandtl	<i>ch</i>	charge
R	résistance thermique, m.K.W <sup>-1</sup>	<i>dech</i>	décharge
Re	nombre de Reynolds	<i>ext</i>	extérieur
T	température, °C	<i>f</i>	fluide
t	temps, s	<i>s</i>	solide
U	vitesse, m.s <sup>-1</sup>		
V	volume, m <sup>3</sup>		
z	hauteur dans le stockage, m		

## 1. Introduction

Ces dernières années, la recherche de procédés toujours plus économes et écologiques a poussé le secteur de l'énergie à une évolution importante de ses technologies. Les systèmes de stockage constituent une solution prometteuse [1], adaptable à une grande variété de situations en permettant le découplage entre production et demande. Une part importante de l'énergie consommée mondialement étant thermique [2], le stockage de cette forme d'énergie bénéficie d'un intérêt grandissant de la part des chercheurs et des industriels.

Parmi les initiatives récentes de promotion de ces technologies, le projet Therm'Stock, soutenu par le programme « Investissements d'Avenir » de l'ADEME (Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie), vise au développement d'une solution commerciale de stockage sensible thermocline dual-media, dans la gamme de température

150-350°C. Ces systèmes pourraient notamment permettre la récupération de chaleur fatale dans les procédés industriels et l'intégration des énergies renouvelables sur les réseaux.

Le principe de fonctionnement du stockage thermocline dual-media est présenté dans la Figure 1. Il consiste en une seule cuve, remplie d'un mélange d'un fluide caloporteur et d'un solide. En charge, le fluide chaud est introduit par le haut du réservoir et cède son énergie au lit de solide, qui s'élève en température. En décharge, le fluide froid est introduit par le bas du réservoir, et se réchauffe par contact avec le solide.

Le laboratoire LaTEP, de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, est associé au projet Therm'Stock pour la phase de sélection et caractérisation des matériaux de stockage.

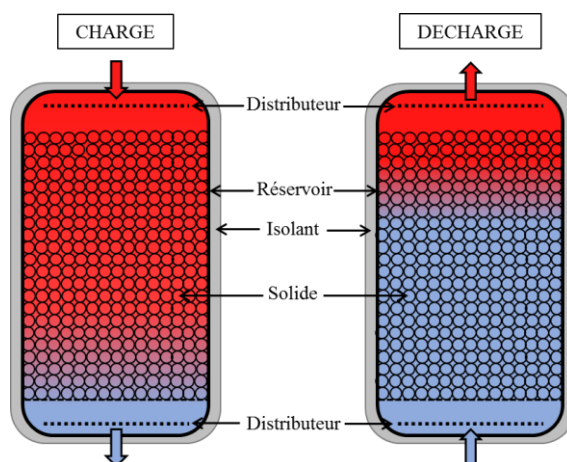


Figure 1 : Schéma de fonctionnement du stockage thermocline dual-media

## 2. Revue bibliographique : le stockage thermocline dual-media et sa modélisation

De nombreux travaux de la littérature portent sur le stockage thermocline dual-media, une majorité étant centrée sur la modélisation et la compréhension des phénomènes mis en jeu dans ce type de stockage [3]–[5]. Deux grands groupes de fluide caloporteur peuvent être utilisés, gaz ou liquide. L'utilisation d'un liquide permet de cumuler les fonctions de fluide caloporteur et de matériau de stockage, ce qui n'est pas le cas avec un gaz, dont la capacité de stockage (produit de la masse volumique et de la chaleur spécifique) est négligeable devant celle du solide. Pour cette raison, l'étude s'est focalisée ici sur les stockages utilisant un liquide, et plus particulièrement l'huile thermique. En effet, ce fluide présente l'avantage d'être utilisable sur une large gamme de température, et n'est pas limité par sa température de solidification, comme les sels fondus, ou un besoin de pressurisation, comme dans le cas de l'eau. Les données expérimentales disponibles pour ce type de système en huile sont relativement peu nombreuses, et très variables, comme en atteste le Tableau 1.

Référence	Fluide	Solide	$V$ $m^{-3}$	$\rho_s.C_{P,s}$ $MJ.m^{-3}.K^{-1}$	$\rho_s.C_{P,s} / \rho_f.C_{P,f}$	$T_{MAX}$ $^{\circ}C$	Années de fonctionnement
[6]	Caloria® HT43	Roches/Sable	100 2283	2,7	1,4	302	1976 1982 - 1986
[7]	Therminol® 55	Fer	76	4,1	2,2	180	1985 - ?
[8]	Hytherm 500	Roches	7,6	-	-	250	1989 - ?
[9]	Calflo® HTF	Roches	0,02	2,1	1,1	240	2005 - ?
[10]	Shell Thermia B	Verre	0,0004	1,9	1,0	200	2009 - ?
[11]	Xceltherm® 600	Roches	0,03	2,1	1,1	130	2011 - ?
[12], [13]	Therminol® 66	Roches/Sable	2,4 29	2,3	1,1	300	2012 - actuel 2013 - actuel
[14]	Huile de colza	Quartzite	0,2	2,1	1,1	210	2014 - ?
[15]	Jarytherm® DBT	Alumine	3,4	2,8	1,3	300	2015 - actuel

Tableau 1 : Prototypes de stockage thermocline dual-media en huile présentés dans la littérature

En ce qui concerne la modélisation du stockage thermocline dual-media, plusieurs types de modèles existent. Ils peuvent être mono- ou bidimensionnels, à une ou plusieurs équations, et prendre en compte ou non un certain nombre de phénomènes, comme par exemple la conduction à l'intérieur des particules solides [16]–[18].

### 3. Matériaux pour le stockage thermocline dual-media : étude de compatibilité entre l'huile Jarytherm® DBT et deux solides

Parmi les fluides présentés dans le Tableau 1, l'huile Jarytherm® DBT a été choisie pour une première série de tests, notamment car elle permet de couvrir la totalité de la gamme de température visée dans le projet Therm'Stock, soit 150-350°C. Le système à concevoir étant un stockage thermocline dual-media, cette huile doit être associée à un matériau solide. Afin de sélectionner ce couple de matériaux, des études ont été réalisées au laboratoire sur un banc de vieillissement dédié. L'objectif est ici d'évaluer le comportement de l'huile à haute température, entre 300 et 350°C, afin de compléter les données déjà obtenues dans la littérature sur les pilotes présentés dans le Tableau 1.

#### 3.1. Banc de vieillissement et protocole de test

Pour réaliser les tests de compatibilité, le laboratoire LaTEP dispose d'un banc d'essai composé de huit cellules cylindriques en acier inoxydable, de diamètre interne 45mm et de hauteur 88mm, soit un volume total de 140 mL. Pour les tests, ces cellules sont remplies d'environ 40 mL d'huile ou d'un mélange huile-solide, puis chauffées via des colliers chauffants de 620 W, pouvant atteindre 400°C. Le suivi des expériences est réalisé par deux thermocouples de type K, placés à l'intérieur de la cellule et au niveau du collier chauffant. La température cible est la température en cœur de cellule, fixée par l'utilisateur, et la régulation se fait au niveau du collier chauffant, via une centrale d'acquisition et un gradateur. Les tests sont réalisés sous atmosphère d'azote, afin d'éviter toute oxydation de l'huile. Un suivi de la masse d'échantillon introduite est également effectué avant et après les tests, afin de détecter une possible perte de masse lors des purges ou dans les canalisations du circuit d'azote. Le banc de vieillissement est présenté dans la Figure 2.

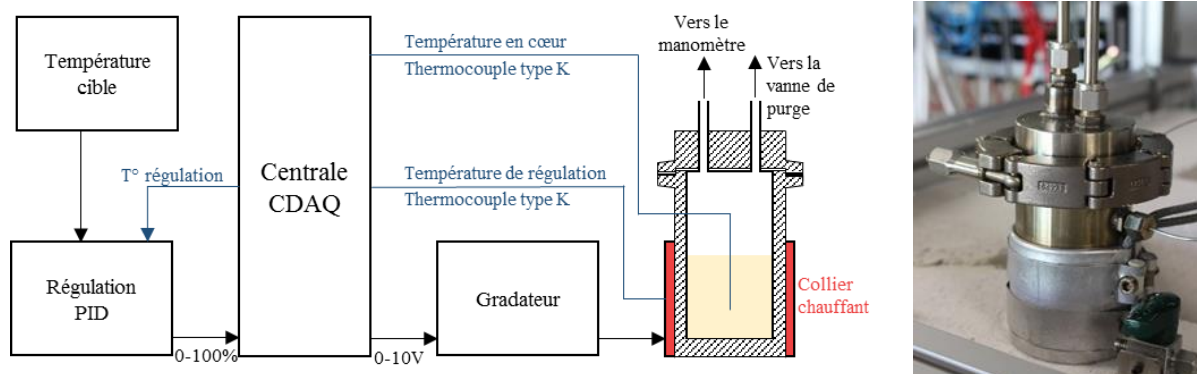


Figure 2 : Banc de vieillissement. Schéma de l'installation et vue d'une cellule

#### 3.2. Résultats obtenus après vieillissement

Une première série de tests a permis d'évaluer la compatibilité de l'huile Jarytherm® DBT et de différents solides (roches naturelles, verre, acier, quartzite et béton). Cette campagne a été réalisée à 340°C, sur une durée de 500h, afin d'avoir une première indication du comportement de l'huile en présence des particules. Cette indication est obtenue en suivant

les propriétés et la composition de l'huile vieillie, et en les comparant aux mesures sur un échantillon de fluide vieilli seul dans les mêmes conditions.

Suite à cette première campagne, deux solides prometteurs ont été identifiés : l'acier et le verre, pour lesquels la dégradation de l'huile est similaire à celle de l'huile seule. Dans le cas des autres matériaux, une accélération plus ou moins significative de la dégradation de l'huile a été observée (90% de DBT restant pour la quartzite et le béton, 80% de DBT pour les roches naturelles, contre 94% pour l'huile seule).

Pour les deux matériaux choisis, le verre et l'acier, une étude de compatibilité longue durée, sur 1500h, a été conduite afin de mieux estimer le comportement de l'huile en présence de ces solides. Les conditions des deux séries de test, 500 et 1500h, ainsi que les résultats obtenus par chromatographie, sont présentés dans le Tableau 2. La chromatographie permet d'évaluer la composition de l'huile au travers du pourcentage de dibenzyltoluène (DBT), qui est le composant majoritaire de la Jarytherm®. Son évolution constitue donc un indicateur fiable de dégradation du fluide.

Essai	Fluide	Solide	$d_p$ (cm)	Surface d'échange (cm <sup>2</sup> )	T (°C)	Durée (h)	DBT (%)	Ecart-type (%)
Neuve	JDBT	-	-	-	-	-	98,7	0,3
C1	JDBT	-	-	-	340	500	94,9	0,1
C2	JDBT	Verre	0,3	82	340	500	94,2	0,8
C3	JDBT	Acier	0,7	83	340	500	94,0	0,0
C4	JDBT	-	-	-	340	1500	85,7	0,3
C5	JDBT	Verre	1	179	340	1500	88,1	0,1
C6	JDBT	Acier	0,7	257	340	1500	84,3	0,1

Tableau 2 : Conditions opératoires et résultats – Compatibilité Jarytherm® DBT / solide à 340°C

Les pourcentages de DBT restant dans l'huile vieillie seule et vieillie en présence des deux matériaux sont similaires après 500h, de l'ordre de 94-95%. L'absence d'écart significatif permet de valider la compatibilité des matériaux, dans les conditions de température (340°C) et de temps (500h) choisies. Pour le test sur 1500h de vieillissement, une différence apparaît entre l'huile seule et les mélanges huile/solide : dans le cas de l'acier, le pourcentage de DBT est d'environ 1% inférieur au résultat sur l'huile seule, ce qui peut dénoter une légère accélération de la dégradation en présence de ce matériau. A l'inverse, la dégradation avec le verre est plus faible que pour l'huile seule : une caractérisation du banc d'essai est en cours pour identifier un possible artefact de mesure qui expliquerait l'apparition de cet écart. En ce qui concerne les propriétés de l'huile (masse volumique, chaleur spécifique et viscosité), aucune variation significative n'a été observée. Les couples huile/acier et huile/verre sont donc considérés viables pour une étude plus poussée, dans un pilote de stockage thermocline.

## 4. Modèle 1D de stockage thermocline dual-media

### 4.1. Présentation du modèle développé

Le langage de programmation utilisé pour le développement est le C++, qui permet une architecture modulaire, basée sur des sous-programmes. Ainsi, le modèle se compose d'un programme principal, qui gère notamment les initialisations et sorties, soutenu par des sous-programmes réalisant les calculs ou couvrant des fonctions support.

Les équations associées au stockage thermocline, l'évolution des températures du fluide et du solide, sont respectivement codées dans deux sous-programmes nommés « Cuve » et



« Milieu Poreux ». Dans un premier temps, les phénomènes de conduction axiale dans le fluide et le solide et à l'intérieur des particules solides n'ont pas été pris en compte, afin de simplifier l'écriture des équations. De même, hypothèse est faite que l'avancée du fluide caloporteur dans le stockage se fait selon un écoulement piston, ce qui permet l'utilisation d'un modèle monodimensionnel. Enfin, les propriétés du fluide et du solide sont pour l'instant prises constantes, et les pertes thermiques sont considérées au niveau des parois de la cuve. Ces hypothèses donnent les équations (1) et (2) suivantes.

$$\text{Fluide :} \quad \varepsilon \rho_f C_{p,f} \left( \frac{\partial T_f}{\partial t} + U \frac{\partial T_f}{\partial z} \right) = h_{vol} (T_s - T_f) + \frac{(T_{ext} - T_f)}{A_{ech} R_{ext}} \quad (1)$$

$$\text{Solide :} \quad (1 - \varepsilon) \rho_s C_{p,s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = h_{vol} (T_f - T_s) \quad (2)$$

Où  $h_{vol}$  correspond au coefficient d'échange volumique entre le fluide et le solide, calculé par une corrélation issue de [19] :

$$h_{vol} = \frac{6(1 - \varepsilon) \lambda_f (2 + 1,1 Re^{0,6} Pr^{1/3})}{d_p^2} \quad (3)$$

## 4.2. Validation du modèle sur le pilote développé par Bertin Technologies

Dans le cadre du projet industriel Therm'Stock, Bertin Technologies a conçu et construit un pilote de stockage (Figure 3). Ce pilote se compose de deux modules en acier P265GH, maintenus par des brides, qui accueillent le mélange huile/solide. La cuve se termine à chaque extrémité par un fond bombé, dans lequel est introduit le distributeur. Afin de suivre la formation de la thermocline dans le stockage, 10 thermocouples ont été répartis sur l'axe vertical (Figure 3). Pour compléter ces mesures, un suivi radial de la température est réalisé sur les sections supérieures et inférieures, afin de vérifier l'homogénéité du front thermique. La précision de ces mesures de température est estimée à +/- 0,4°C. Une jauge de contrainte a également été mise en place afin de détecter toute déformation mécanique de la cuve, par exemple suite à un tassement du lit de solide lors des cycles charge/décharge. Sur ces mesures, la précision est de l'ordre de 0,1 bar. Pour le fonctionnement de l'installation, la charge du stockage est assurée par une chaudière au gaz naturel, et la décharge par un aérotherme, placé à l'extérieur du bâtiment du pilote. Sur ces étapes, le débit du fluide est mesuré avec une précision d'environ 0,04%, et peut varier entre 0,4 et 1,5 m<sup>3</sup>/h.

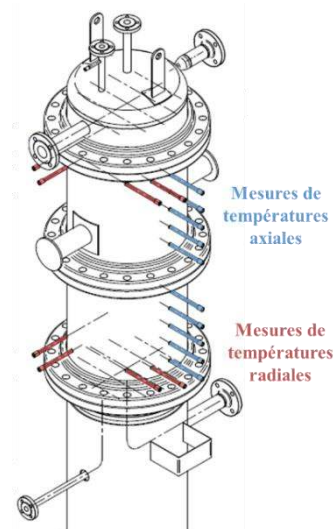


Figure 3 : Installation de stockage thermocline développée par Bertin Technologies. Vue du dispositif et schéma de la cuve de stockage

Suite aux tests de vieillissement présentés dans la partie 3, le pilote a été rempli avec un mélange d'huile Jarytherm® DBT et d'acier, dans un premier temps, puis avec du verre. Pour chacun des solides sélectionnés, les performances du système ont été évaluées sur des conditions de fonctionnement standard (cycles de référence) ou plus complexes (débit faible ou élevé, influence de l'écart  $T_{ch}-T_{dech}$ ).

La validation du modèle développé au LaTEP est effectuée dans un premier temps sur des données de décharge issues de la littérature [20], puis sur le pilote de Bertin Technologies, sur des décharges avec un remplissage en acier ou en verre. Les paramètres utilisés pour les validations sur le pilote de Bertin Technologies sont rassemblés dans le Tableau 3.

Cas du verre				Cas de l'acier			
Fluide	Jarytherm® DBT	$D_i$ (m)	0,498	Fluide	Jarytherm® DBT	$D_i$ (m)	0,498
$\rho_f$ (kg.m <sup>-3</sup> )	870	$H_{lit}$ (m)	1,1	$\rho_f$ (kg.m <sup>-3</sup> )	870	$H_{lit}$ (m)	1,1
$C_{pf}$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	2333	Débit (kg.s <sup>-1</sup> )	0,288	$C_{pf}$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	2333	Débit (kg.s <sup>-1</sup> )	0,288
$\mu_f$ (mPa.s)	0,48	Durée (h)	0,2	$\mu_f$ (mPa.s)	0,48	Durée (h)	0,33
Solide	Verre	$T_{dech}$ (°C)	178	Solide	Acier	$T_{dech}$ (°C)	179
$\rho_s$ (kg.m <sup>-3</sup> )	2665	$T_{ch}$ (°C)	320	$\rho_s$ (kg.m <sup>-3</sup> )	8100	$T_{ch}$ (°C)	320
$C_{ps}$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	1000	Porosité	0,44	$C_{ps}$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	565	Porosité	0,44
$\lambda_s$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	1	$d_p$ (m)	0,007	$\lambda_s$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	49,8	$d_p$ (m)	0,007

Tableau 3 : Paramètres de calcul pour la validation du modèle sur le pilote de Bertin Technologies

Les comparaisons entre les données expérimentales et le modèle développé au LaTEP sont présentées dans la Figure 4. Cette comparaison est basée sur les profils de température du fluide sur la hauteur de la cuve, à différents temps. L'initialisation en température du modèle est réalisée en utilisant le premier profil de température expérimental, tracé en noir sur les graphiques.

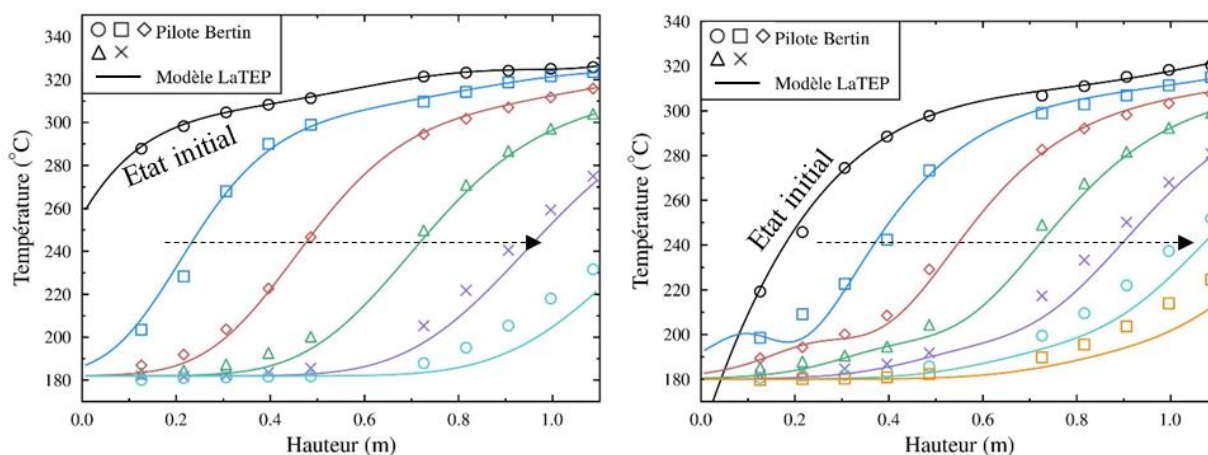


Figure 4 : Validation du modèle développé au LaTEP sur le pilote de Bertin. A gauche, remplissage avec des billes d'acier ; à droite, remplissage avec des billes de verre

L'accord expérimental-numérique est évalué en considérant d'une part la cohérence de la forme des profils expérimentaux et modélisés, et d'autre part en comparant les vitesses d'avancée du front thermique dans la cuve : pour les deux décharges étudiées, le modèle est en très bon accord avec les données expérimentales. En ce qui concerne les matériaux étudiés, le verre et l'acier, un gradient thermique est formé dans les deux cas, validant le potentiel de

ces matériaux pour le stockage thermocline. Quelques différences apparaissent néanmoins, notamment sur les durées de décharge. Cette durée est plus élevée pour l'acier (0,33 contre 0,2h pour le verre), en accord avec une capacité de stockage du matériau supérieure (4,6 contre 2,7 MJ.m<sup>-3</sup>.K<sup>-1</sup> pour le verre). Le coût estimé pour ces matériaux solides est de l'ordre de 800€/t, ce qui confirme l'intérêt économique de les utiliser pour remplacer en partie l'huile thermique (5,5€/litre soit environ 5000€/t).

## 5. Conclusions et perspectives

Le stockage thermocline dual-media constitue une solution prometteuse aux problèmes d'efficacité énergétique, qui a su attirer l'intérêt des chercheurs et des industriels. L'étude des matériaux utilisés au sein du stockage et de leur compatibilité est primordiale pour estimer la performance et la durée de vie du système, notamment dans des gammes de température inexplorées dans la littérature. Les tests de compatibilité conduits au laboratoire LaTEP avec l'huile Jarytherm® DBT et différents solides à 340°C ont permis de sélectionner deux matériaux prometteurs, l'acier et le verre. Ces deux couples huile/solide ont ensuite été étudiés à l'échelle pilote, dans une cuve de stockage développée par Bertin Technologies. Afin de compléter l'étude expérimentale réalisée sur ce pilote par Bertin Technologies, un modèle de stockage monodimensionnel a été développé et validé sur l'installation, pour deux cas de décharge. Le processus de décharge étant validé, les prochaines études porteront sur la modélisation d'une charge, et finalement du cyclage. Ce modèle permettra également une extrapolation des résultats expérimentaux obtenus, en élargissant les conditions opératoires testées. En intégrant au modèle les cinétiques de dégradation observées sur l'huile lors des tests de vieillissement, il deviendra possible de prédire les performances d'un tel système après plusieurs années de fonctionnement.

## Références

- [1] IRENA, « Renewables and Electricity Storage: A technology roadmap for REmap 2030 - IRENA\_REmap\_Electricity\_Storage\_2015.pdf », 2015. [En ligne]. Disponible sur: [https://www.irena.org/DocumentDownloads/Publications/IRENA\\_REmap\\_Electricity\\_Storage\\_2015.pdf](https://www.irena.org/DocumentDownloads/Publications/IRENA_REmap_Electricity_Storage_2015.pdf). [Consulté le: 09-janv-2018].
- [2] Birger Lauersen, « Future prospects on CHP/DHC », 26-nov-2013. [En ligne]. Disponible sur: [http://cem-backup.carrespace.fr/cem-ok/www.cleanenergyministerial.org/Portals/2/pdfs/CHP\\_Workshop/Lauersen\\_B\\_Future\\_prospects\\_on\\_CHP-DHC%2c\\_CEM\\_CHP-DHC%2c\\_Helsinki\\_26\\_Nov\\_2013.pdf](http://cem-backup.carrespace.fr/cem-ok/www.cleanenergyministerial.org/Portals/2/pdfs/CHP_Workshop/Lauersen_B_Future_prospects_on_CHP-DHC%2c_CEM_CHP-DHC%2c_Helsinki_26_Nov_2013.pdf).
- [3] K. A. R. Ismail et R. Stuginsky Jr, « A parametric study on possible fixed bed models for pcm and sensible heat storage », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 19, n° 7, p. 757-788, juill. 1999.
- [4] H. Singh, R. P. Saini, et J. S. Saini, « A review on packed bed solar energy storage systems », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 14, n° 3, p. 1059-1069, avr. 2010.
- [5] T. Esence, A. Bruch, S. Molina, B. Stutz, et J.-F. Fourmigué, « A review on experience feedback and numerical modeling of packed-bed thermal energy storage systems », *Sol. Energy*, vol. 153, p. 628-654, sept. 2017.
- [6] J. Hallet R. W. et R. L. Gervais, « Central receiver solar thermal power system, Phase 1. CDRL Item 2. Pilot plant preliminary design report. Volume V. Thermal storage subsystem. [Sensible heat storage using Caloria HT43 and mixture of gravel and sand] », SAN/1108-8/5, MDC-G-6776(Vol.5), 5266573, oct. 1977.
- [7] M. Geyer, W. Bitterlich, et K. Werner, « The Dual Medium Storage Tank at the IEA/SSPS Project in Almeria (Spain); Part I: Experimental Validation of the Thermodynamic Design Model », *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 109, n° 3, p. 192, 1987.

- [8] V. C. Bhavsar et A. R. Balakrishnan, « Pebble bed-oil thermal energy storage for solar thermo-electric power systems », *Int. J. Energy Res.*, vol. 14, n° 2, p. 233-240, 1990.
- [9] A. Mawire et M. McPherson, « Experimental characterisation of a thermal energy storage system using temperature and power controlled charging », *Renew. Energy*, vol. 33, n° 4, p. 682-693, avr. 2008.
- [10] A. Mawire, M. McPherson, R. R. J. van den Heetkamp, et S. H. Taole, « Experimental volumetric heat transfer characteristics between oil and glass pebbles in a small glass tube storage », *Energy*, vol. 35, n° 3, p. 1256-1263, mars 2010.
- [11] M. M. Valmiki, W. Karaki, P. Li, J. V. Lew, C. Chan, et J. Stephens, « Experimental Investigation of Thermal Storage Processes in a Thermocline Tank », *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 134, n° 4, p. 041003, 2012.
- [12] A. Bruch, J. F. Fourmigué, et R. Couturier, « Experimental and numerical investigation of a pilot-scale thermal oil packed bed thermal storage system for CSP power plant », *Sol. Energy*, vol. 105, p. 116-125, juill. 2014.
- [13] S. Rodat, A. Bruch, N. Dupassieux, et N. E. Mourchid, « Unique Fresnel Demonstrator Including ORC and Thermocline Direct Thermal Storage: Operating Experience », *Energy Procedia*, vol. 69, p. 1667-1675, mai 2015.
- [14] J.-F. Hoffmann, « Stockage thermique pour centrale solaire thermodynamique à concentration mettant en oeuvre des matériaux naturels ou recyclés », Thèse de l'université de Perpignan Via Domitia, Perpignan, 2015.
- [15] T. Fasquelle, Q. Falcoz, P. Neveu, F. Lecat, N. Bouillet, et G. Flamant, « Operating results of a thermocline thermal energy storage included in a parabolic trough mini power plant », *AIP Conf. Proc.*, vol. 1850, n° 1, p. 080010, juin 2017.
- [16] P. Wen, J. Van, W. Karaki, C. Lik, J. Stephens, et J. E., « Transient Heat Transfer and Energy Transport in Packed Bed Thermal Storage Systems », in *Developments in Heat Transfer*, M. A. Dos Santos Bernardes, Éd. InTech, 2011.
- [17] R. Bayón et E. Rojas, « Simulation of thermocline storage for solar thermal power plants: From dimensionless results to prototypes and real-size tanks », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 60, p. 713-721, mai 2013.
- [18] S. M. Flueckiger, B. D. Iverson, S. V. Garimella, et J. E. Pacheco, « System-level simulation of a solar power tower plant with thermocline thermal energy storage », *Appl. Energy*, vol. 113, p. 86-96, janv. 2014.
- [19] C. Xu, Z. Wang, Y. He, X. Li, et F. Bai, « Sensitivity analysis of the numerical study on the thermal performance of a packed-bed molten salt thermocline thermal storage system », *Appl. Energy*, vol. 92, p. 65-75, avr. 2012.
- [20] Pacheco, James E., Showalter, Steven K., et Kolb, William J., « Development of a Molten-Salt Thermocline Thermal Storage System for Parabolic Trough Plants », 2001.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'ADEME et au programme « Investissements d'Avenir », dont bénéficie le projet Therm'Stock. Ils remercient également CNIM, à l'initiative du projet, et Babcock Wanson et ARKEMA, qui ont fourni gracieusement les matériaux utilisés pour les essais de compatibilité. Les remerciements vont également à Bertin Technologies pour la mise à disposition des données du pilote, pour la validation du modèle de stockage développé.

# Etude expérimentale d'un ORC compact pour la conversion de chaleur basse température en électricité

Quentin BLONDEL<sup>1,2\*</sup>, Nicolas TAUVERON<sup>1</sup>, Nadia CANEY<sup>2</sup>, Jerome BENTIVOGLIO<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France, CEA, LITEN, F-38054 Grenoble, France

<sup>2</sup>Univ. Grenoble Alpes, LEGI, F-38000 Grenoble, CNRS, LEGI, F-38000 Grenoble, France

\* (auteur correspondant : quentin.blondel@cea.fr)

**Résumé** - Cette étude présente un Cycle de Rankine à fluide Organique (ORC) dans un environnement très compact et de petite puissance. Le cycle est composé d'une pompe volumétrique et d'une pompe centrifuge, de deux échangeurs de chaleur à plaques pour la source chaude, d'une micro-turbine axiale haute vitesse et d'un échangeur à plaques pour la source froide. Le fluide de travail utilisé est le Novec<sup>TM</sup>649, un fluide de remplacement de nouvelle génération avec un indice de destruction de la couche d'ozone nul et un très faible impact en tant que gaz à effet de serre (GWP = 1). La source de chaleur simule une source de récupération de chaleur industrielle dont la température varie entre 90 °C et 110 °C. La turbine est dimensionnée pour une production de 1 kW, avec une pression d'entrée allant jusqu'à 5 bars et un rapport de pressions de 7.

Au cours des essais, les rendements énergétique et exergétique de l'ORC ont atteint respectivement un maximum de 5 % et 20 %. Ces valeurs placent ce fluide ORC au même niveau de performances que les fluides ORC classiques dans le cas de production de petite puissance. Ceci est très intéressant afin d'identifier des fluides de remplacement performants pour ce type de technologie et d'application.

<b>Nomenclature</b>				
<i>Indices</i>		<i>Symboles</i>		
atm	atmosphérique	Ė	exergie	[kW]
cond	condenseur	h	enthalpie spécifique	[kJ/kg]
cf	fluide froid	ṁ	débit massique	[kg/s]
el	électrique	Q̇	puissance thermique	[kW]
evap	évaporateur	s	entropie spécifique	[kJ/kg-K]
ex	exergétique	T	température	[K ou °C]
heat	source chaude	Ẇ	travail	[kW]
hf	fluide chaud			
in	entrée	<i>Symbole grec</i>		
is	isentropique	η	rendement	
out	sortie			
pre	préchauffeur	<i>Acronymes</i>		
ps	pompes	APS	Capteur de pression absolue	
ref	référence	EFM	Débitmètre électromagnétique	
sat	saturation	GWP	Potentiel de réchauffement global	
th	thermique	ODP	Potentiel de Déplétion Ozonique	
tur	turbine	ORC	Cycle de Rankine à fluide Organique	
wf	fluide de travail	PFD	Process Flow Diagram	
x	variable	PID	Proportionnel Intégral Dérivé	

## 1. Introduction

Le Cycle de Rankine à fluide Organique ou ORC, est une technique employée depuis le XIX<sup>ème</sup> siècle pour transformer de l'énergie thermique en énergies mécanique et électrique. La source d'énergie thermique peut provenir d'origines diverses, géothermie, solaire, combustion de biomasse, récupération de chaleur perdue (chaleur fatale) par l'industrie ou par les moteurs

à combustion interne. Les niveaux de production électrique des ORC commerciaux vont de 10 kW à 10 MW pour des sources de chaleur se trouvant entre 100 °C et 300 °C. Cependant, cette gamme de température et de puissance tend à être élargie suite aux avancées technologiques dans les domaines de la micro-cogénération et de la récupération de chaleur dans le secteur du transport routier [1, 2, 3].

L'intérêt pour ces domaines est croissant et plus particulièrement dans le cas de la récupération de chaleur fatale, du fait de la nécessité d'une meilleure gestion de la production et consommation de l'énergie. S'inscrivant dans cette voie, l'ORC de petite puissance s'avère être une solution intéressante dans les secteurs résidentiel et du transport [4, 5]. Plusieurs études ont été menées sur ces sujets ; Chang *et al.* [6] et Wu *et al.* [7] ont effectué des essais d'ORC avec détendeur volumétrique utilisant respectivement du R-245fa comme fluide de travail pour une production de 1,56 kW et du R-123 pour une production de 1,53 kW. Cipollone *et al.* [8] se sont intéressés à un ORC avec pour source de chaleur l'énergie perdue par les gaz d'échappement d'un moteur à combustion interne, pour une puissance produite calculée de 1,36 kW issue de la base de données de Landelle *et al.* [9]. Cependant, peu de travaux expérimentaux portant sur des Cycle de Rankine à fluide Organique de nouvelle génération avec une source de chaleur basse température ont été effectués. Pu *et al.* [10] ont étudié un ORC de petite puissance avec du HFE7100 comme fluide de travail et une température de 100 °C comme source de chaleur pour une production électrique de 1 kW.

## 2. Equipements et mode opératoire

### 2.1. Installation ORC

Le Process Flow Diagram (PFD) de l'installation est présenté en Figure 1. Au sein de celle-ci, le fluide de travail, à l'état liquide, passe au niveau de pression haut grâce à la pompe volumétrique. Le fluide est ensuite chauffé, évaporé et surchauffé au contact de la source chaude par l'intermédiaire du préchauffeur et de l'évaporateur. Il est détendu de la pression haute à la pression basse dans la turbine, ce qui permet de produire un travail mécanique. A basse pression, le fluide est refroidi, condensé et sous-refroidi par la source froide au sein du condenseur pour être ensuite de nouveau pompé et ainsi fermer le cycle. Afin de dissiper l'électricité produite à la génératrice, deux éléments sont utilisés : des lampes d'une puissance totale de 50 W et un dissipateur thermique.

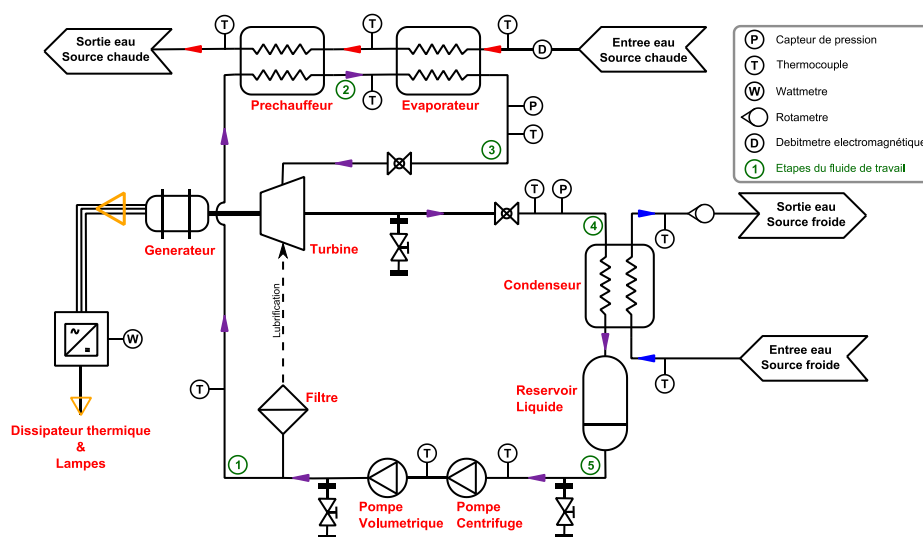


Figure 1 : PFD de l'installation ORC



Le système est composé d'une turbine axiale haute vitesse de 1 kW, spécifiquement dimensionnée pour l'installation par la société Enogia. La lubrification du système de roulement est effectuée avec le fluide de travail. Un circuit externe propre à la génératrice assure son refroidissement pour permettre son bon fonctionnement. Deux pompes assurent la circulation et la mise sous pression du fluide de travail dans le circuit ORC ; la pompe principale est une pompe volumétrique à diaphragmes, la seconde est une petite pompe centrifuge qui permet d'éviter tout risque de cavitation au sein de la pompe principale [11]. La récupération de chaleur fatale est simulée par une chaudière électrique à eau couplée au cycle afin d'assurer une température d'entrée source chaude comprise entre 90 °C et 100 °C. Deux échangeurs de chaleur, un préchauffeur et un évaporateur, sont placés en série pour permettre le transfert d'énergie issue de la source chaude. Un troisième échangeur de chaleur, un condenseur, permet le refroidissement du Novec<sup>TM</sup>649 au sein du cycle. Placé entre le condenseur et la pompe centrifuge, un réservoir assure un niveau suffisant de liquide en entrée de la pompe.

## 2.2. Sources chaude et froide

La récupération de chaleur fatale est simulée par une chaudière électrique dans laquelle de l'eau est pompée et mise sous pression pour atteindre une température allant jusqu'à 110 °C à l'état liquide en entrée d'évaporateur. Un régulateur proportionnel intégral dérivé (PID) intégré à la chaudière permet de maintenir l'eau à une température constante en entrée d'évaporateur. Le débit d'eau de la boucle chaude est fixé manuellement à l'aide d'une vanne présente sur le circuit de by-pass de la chaudière.

La source froide correspond au réseau d'eau industrielle du laboratoire qui se trouve à une température constante proche de 14 °C. Une vanne manuelle permet de réguler le débit d'eau au sein de la boucle froide.

Un circuit spécifique à la génératrice assure son refroidissement pour permettre de réguler le niveau de température interne à l'élément lors du fonctionnement de l'installation. Ce circuit est composé d'une petite pompe centrifuge, d'un réservoir liquide, du générateur et d'un aérotherme.

## 2.3. Sélection du fluide de travail

Le choix du fluide de travail est un paramètre important dans le dimensionnement d'une installation ORC. Plusieurs études se sont penchées sur les critères déterminant qui permettraient de choisir le fluide le plus adapté pour une installation ORC [1, 12, 13]. Rendement théorique, prix, disponibilité, contraintes humaine et environnementales sont des paramètres récurrents pris en compte pour sélectionner le fluide ORC le plus adapté.

Dans cette étude, le système est dimensionné avec du Novec<sup>TM</sup>649 comme fluide de travail. Ce fluide est non toxique, non inflammable, très peu dangereux pour l'environnement avec un indice de destruction de la couche d'ozone nul (ODP = 0) et un très faible impact en tant que gaz à effet de serre (GWP = 1), simple d'utilisation du fait de sa température de saturation à pression atmosphérique ( $T_{\text{sat,atm}} = 49 \text{ °C}$ ) et suggéré comme l'un des fluide de remplacement possible des fluides R-134a et R-245fa [14]. Le Novec<sup>TM</sup>649 est un fluide sec, ce qui apporte deux avantages non négligeables pour l'installation : il n'est pas nécessaire d'effectuer une surchauffe de la vapeur pour éviter la formation de gouttelettes au sein de la turbine, le fluide se trouvant à l'état de vapeur sèche tout au long de l'étape de détente ; ceci entraîne une température minimale de source chaude plus faible comparativement au cas nécessitant une surchauffe. Du fait des pressions de fonctionnement faibles, inférieures à 6 bars, l'ajout de protections haute pression spécifiques et coûteuses n'est pas nécessaire.

## 2.4. Instrumentation

Tous les capteurs utilisés pour les mesures et l'acquisition de données sont présents sur le PFD de l'installation en Figure 1. Les caractéristiques des équipements de mesures sont répertoriées dans le Tableau 1.

Les boucles du fluide de travail, de la source chaude et de la source froide sont équipées de thermocouples de Type-K pour mesurer les températures de parois entre les divers composants.

Le circuit du fluide de travail est instrumenté de capteurs de pression absolue (APS) en entrée et sortie de turbine afin de mesurer les deux étages de pressions au sein de l'installation.

La mesure du débit volumique du circuit chaud est effectuée à l'aide d'un débitmètre électromagnétique (EFM). Un rotamètre permet la mesure du débit volumique du circuit froid. Le débit du fluide de travail est quant à lui déterminé grâce au bilan énergétique au niveau du condenseur de l'installation expérimentale.

La puissance brute produite à la turbine est mesurée par l'intermédiaire d'un wattmètre.

Variable	Équipement	Gamme	Incertitude
Puissance électrique	Wattmètre	0 – 3250 W	± 0,3 %
Débit volumique (source chaude)	EFM	0 – 2800 l/h	± 0,04 %
Débit volumique (source froide)	Rotamètre	0 – 1000 l/h	± 0,5 %
Température	Thermocouple Type-K	0 – 1100 °C	± 0,3 °C
Pression	APS	0 – 7 bar	± 1 %

Tableau 1 : Caractéristiques des équipements de mesure

## 3. Traitement des données

### 3.1. Etude expérimentale

Au cours des essais, différents paramètres expérimentaux peuvent être modifiés, tels que la température de la source chaude, les débits des sources chaude et froide ou encore le débit du fluide de travail à l'intérieur de la boucle ORC, ceci afin d'étudier leurs impacts sur l'installation et ses performances.

Dans une première approche de cette installation ORC, la présente étude s'intéresse au point de fonctionnement ayant permis d'atteindre la production électrique la plus élevée à la turbine. Le logiciel EES [15] a été utilisé pour mener à bien l'étude thermodynamique de l'installation provenant des données expérimentales.

Les principaux paramètres de l'installation pour le cas étudié sont présentés dans le Tableau 2.

$T_{in,hf,evap}$	$T_{in,cf,cond}$	$\dot{m}_{hf}$	$\dot{m}_{cf}$	$\dot{m}_{wf}$	Pincements		
					préchauffeur	évaporateur	condenseur
109,5 °C	12 °C	0,64 kg/s	0,22 kg/s	0,07 kg/s	6 °C	3 °C	2 °C

Tableau 2 : Principaux paramètres de l'ORC

### 3.2. Etude thermodynamique

Afin d'étudier l'installation ORC, une analyse thermodynamique a été développée pour évaluer les performances globales du système ainsi que celles de la turbine.



Du fait de la configuration de l'installation et pour permettre la résolution des calculs, le débit massique du fluide de travail est déterminé grâce au bilan énergétique au niveau du condenseur tel que défini par l'Equation 1. Cette méthode de calcul du débit de l'installation pourrait être appliquée au niveau du préchauffeur, de l'évaporateur ou encore de la source chaude globale. Cependant, au cours des essais, le fluide de travail à l'entrée et/ou à la sortie de l'évaporateur ne se trouvait pas constamment à l'état liquide ou gazeux selon les paramètres de réglages choisis.

$$\dot{m}_{wf} = \frac{\dot{m}_{cf} \cdot (h_{out,cf,cond} - h_{in,cf,cond})}{(h_{in,wf,cond} - h_{out,wf,cond})} \quad (1)$$

Les performances de la turbine sont définies suivant deux approches différentes : premièrement avec le rendement propre à l'élément de détente tel que défini par l'Equation 2 et deuxièmement avec le rendement électrique globale de la turbine, ce qui inclut l'élément de détente et le générateur tel que défini par l'Equation 3.

$$\eta_{is,tur} = \frac{\dot{W}_{wf,tur}}{\dot{W}_{is,tur}} = \frac{h_{in,wf,tur} - h_{out,wf,tur}}{h_{in,wf,tur} - h_{is,wf,tur}} \quad (2)$$

$$\eta_{el,tur} = \frac{\dot{W}_{el,tur}}{\dot{W}_{is,tur}} = \frac{\dot{W}_{el,tur}}{\dot{m}_{wf} \cdot (h_{in,wf,tur} - h_{is,wf,tur})} \quad (3)$$

Pour analyser les performances globales du banc d'essais, deux définitions du rendement d'un ORC sont étudiées : le rendement thermique, qui permet d'analyser la transformation de l'énergie thermique provenant de la source de chaleur en électricité tel que défini par l'Equation 4, et le rendement exergetique [16], qui permet quant à lui de quantifier la fraction d'énergie réellement transférée au fluide de travail depuis la source chaude, ou exergie (Equation 5), convertie en électricité, tel que défini par l'Equation 6. La température de référence choisie pour le calcul du rendement exergetique correspond à une température d'air ambiant de 15 °C.

$$\eta_{th} = \frac{\dot{W}_{el,tur} - \dot{W}_{el,ps}}{\dot{Q}_{heat}} = \frac{\dot{W}_{el,tur} - \dot{W}_{el,ps}}{\dot{m}_{hf} \cdot (h_{in,hf,evap} - h_{out,hf,pre})} \quad (4)$$

$$\dot{E}_x = \dot{m}_x \cdot (h_x - h_{ref} - T_{ref} \cdot (s_x - s_{ref})) \quad (5)$$

$$\eta_{ex} = \frac{\dot{W}_{el,tur} - \dot{W}_{el,ps}}{\dot{E}_{in,hf,evap} - \dot{E}_{out,hf,pre}} \quad (6)$$

## 4. Résultats et analyse

### 4.1. Point expérimental

Comme défini dans la partie 3.1., le point de fonctionnement ayant permis la production électrique la plus élevée est analysé. Le cycle thermodynamique emprunté par le fluide de travail au sein de l'installation (Figure 1) est représenté sur le diagramme T-s en Figure 2.

La puissance thermique de 11,6 kW est transférée depuis la source chaude au fluide de travail par l'intermédiaire du préchauffeur, entre les points 1 et 2, et de l'évaporateur, entre les points 2 et 3. Le fluide de travail est ensuite détendu, entre les points 3 et 4, ce qui conduit à une puissance hydraulique de 0,67 kW. Cette étape conduit à l'abaissement du niveau de pression du Novec<sup>TM</sup>649, qui va passer de la pression haute de 4,9 bars à la pression basse de 0,7 bar. Une puissance thermique de 11,0 kW est alors extraite par la source froide au condenseur, entre les

étapes 4 et 5. La dernière étape, entre 5 et 1, permet d'élever le fluide du niveau bas au niveau haut de pression, au travers des deux pompes en séries, et amène le cycle à absorber une puissance hydraulique de 0,05 kW.

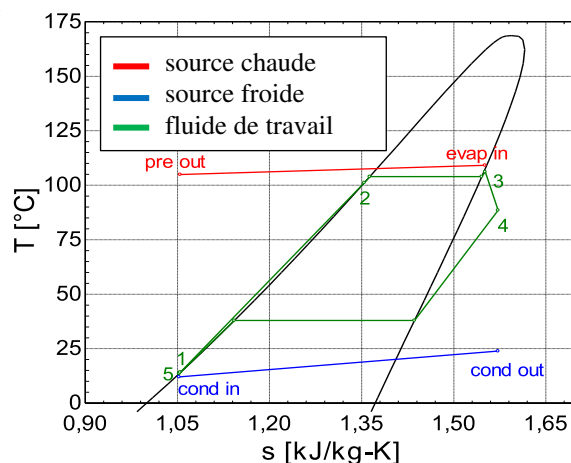


Figure 2 : Diagramme T-s du cycle ORC au point expérimental analysé

## 4.2. Performances de la turbine

Durant les essais, la turbine a atteint une production électrique brute maximale de 0,63 kW pour une turbine dimensionnée de 1 kW. Pour ce point de fonctionnement, le rendement isentropique du composant de la turbine permettant la détente du fluide est de 57,4 %. Cette valeur de rendement isentropique classe la turbine étudiée dans le milieu de gamme des composants de détente, en comparaison avec la littérature expérimentale [9] disponible à notre connaissance, pour des installations ORC expérimentales allant jusqu'à 10 kW de production électrique.

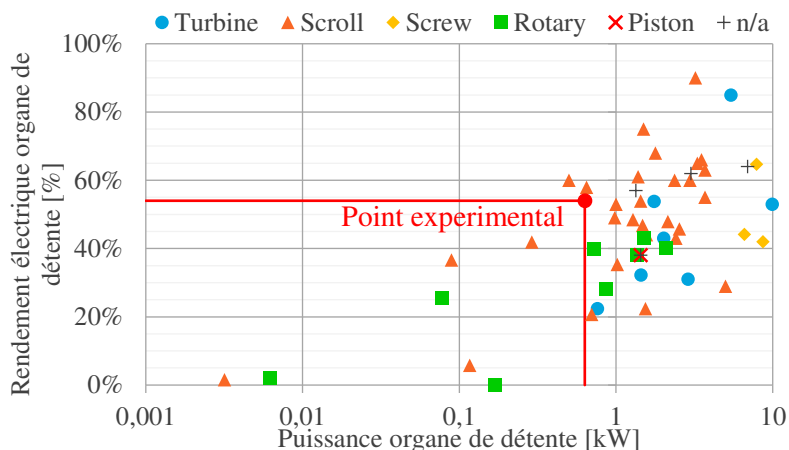


Figure 3 : Carte des ORC de puissance inférieure à 10 kW : répartition selon le rendement électrique de leur organe de détente [17]

Le rendement électrique global de la turbine a atteint la valeur de 54 %. Cette valeur replacée au sein du travail de Landelle et al [17], représenté en Figure 3, range la présente turbine parmi les plus performantes pour ce type de technologie ; la turbine étudiée se classe seconde dans la gamme de production de 0 à 10 kW. Au regard des autres type de technologies, pour des puissances produites proche de 1 kW, la turbine s'avère très intéressante car ses performances sont comparable à celle de la technologie Scroll, qui est la plus répandue dans les ORC de petite puissance. La conversion d'énergie au niveau du générateur est très efficace, par conséquent, le meilleur moyen pour accroître d'avantage le rendement global de la turbine est d'améliorer l'élément de détente lui-même et donc d'augmenter son rendement isentropique.

### 4.3. Performances de l'installation

Les performances globales de l'ORC ont atteint respectivement pour le rendement thermique net et le rendement net exergetique, 5 % et 20,75 %, pour le point expérimental ayant permis la production d'électricité la plus élevée à la turbine.

Ces performances sont comparées avec les résultats expérimentaux d'installations ORC disponibles dans la littérature [9]. Extraites de la base de données, les installations expérimentales sont classées selon leur efficacité cumulée croissante brute, pour la gamme de puissance allant jusqu'à 10 kW. Cette méthode de classement permet ainsi de ranger l'ORC étudié selon ses performances et de le comparer avec d'autres installations. Les Figure 4a et 4b représentent graphiquement cette répartition. Le banc d'essai expérimental analysé dans cette étude atteint un rendement thermique brut de 5,4 %, ce qui le place au niveau du premier tiers des machines les plus performantes. Avec un rendement exergetique brut de 22,5 %, l'ORC se classe parmi les 30 % des installations les plus performantes.

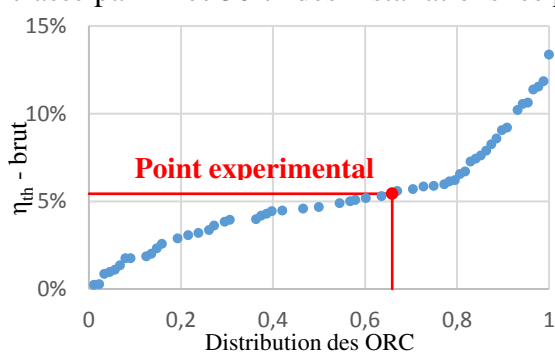


Figure 4a : Répartition des installations ORC selon leur rendement thermique brut [9]

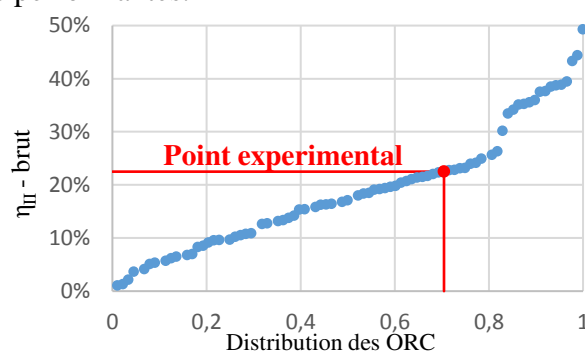


Figure 4b : Répartition des installations ORC selon leur rendement exergetique brut [9]

La valeur maximale de la puissance mesurée (0,63 kW) ne correspond pas à un maximum technique ou technologique ; la turbine et la génératrice sont éprouvées pour une production de 1 kW. Une marge de progression existe et est en cours d'investigation. En particulier, les pistes suivantes sont étudiées :

- présence d'incondensables dans le circuit : un défaut préliminaire d'étanchéité a pu être corrigé, ce qui a permis de gagner plusieurs centaines de watts. Il subsiste certainement encore quelques traces d'incondensables, « responsables » d'un niveau de basse pression trop élevée, réduisant ainsi la production à la turbine.
- optimisation du débit de la source froide : l'analyse exergetique composant par composant a montré que le condenseur était le composant le plus dissipatif.
- optimisation de la charge de fluide de la boucle : on constate un sous-refroidissement élevé. L'analyse de sensibilité de la charge au sein de l'installation n'a pas encore été réalisée.

## 5. Conclusion

Dans cet article, une nouvelle installation ORC expérimentale a été étudiée. L'intérêt de cet ORC repose notamment sur sa grande compacité (0,25 m<sup>3</sup>) ce qui amène à s'intéresser aux diverses possibilités d'implantation dans les domaines du transport et du résidentiel. De plus, le fluide de travail utilisé est un fluide de nouvelle génération et de remplacement potentiel très intéressant d'un point de vue environnemental. Une technologie de turbine spécifique a pu également être mise en œuvre expérimentalement.

Les performances attendues pour cet ORC utilisant du Novec<sup>TM</sup>649 ont été confirmées avec les valeurs des rendements énergétique et exergetique obtenus lors des essais. Pour une

production électrique maximale de 0,63 kW, les rendements nets obtenus sont respectivement de 5 % et 20 % ce qui fait de cette installation un ORC performant en comparaison des autres installations expérimentales. Du point de vue du fluide de travail, le Novect<sup>TM</sup>649 s'avère être un fluide de remplacement prometteur, pour les machines ORC utilisant des fluides tel que le R-245fa ou le R-134a.

Des essais expérimentaux sont prévus dans les mois à venir, ceci afin d'étudier l'impact des pistes d'amélioration pressentis sur les performances de l'installation et des composants interne de l'ORC.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives ainsi qu'à l'Institut Carnot Energies du Futur.

## Références

- [1] Quoilin, S., Broek, M. V. D., Declaye, S., Dewallef, P., Lemort, V., "Techno-economic survey of Organic Rankine Cycle (ORC) systems," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 22, pp. 168–186, (2013).
- [2] Colonna, P., Casati, E., Trapp, C., Mathijssen, T., Larjola, J. et al., "Organic Rankine Cycle Power Systems: From the Concept to Current Technology, Applications, and an Outlook to the Future," *J. Eng. Gas Turbines Power*, 137(10), pp. 100801–19, (2015).
- [3] Tauveron, N., Colasson, S., Gruss, J.-A., "Available systems for the conversion of waste heat to electricity," *Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, 6A, (2014).
- [4] Lion, S., Michos, C. N., Vlaskos, I., Rouaud, C., Taccani, R., "A review of waste heat recovery and Organic Rankine Cycles (ORC) in on-off highway vehicle Heavy Duty Diesel Engine applications," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 79, pp. 691–708, (2017).
- [5] Lavernia, A., Ziviani, D., Shaffer, B., Bansal, K., Groll, E. A., "Optimization of an organic Rankine cycle as bottoming cycle of a 1 kWe GENSET for residential applications," *Energy Procedia*, 129, pp. 867–874, (2017).
- [6] Chang, J.-C., Hung, T.-C., He, Y.-L., Zhang, W., "Experimental study on low-temperature organic Rankine cycle utilizing scroll type expander," *Applied Energy*, 155, pp. 150–159, (2015).
- [7] Wu, Z., Pan, D., Gao, N., Zhu, T., Xie, F., "Experimental testing and numerical simulation of scroll expander in a small scale organic Rankine cycle system," *Applied Thermal Engineering*, 87, pp. 529–537, (2015).
- [8] Cipollone, R., Bianchi, G., Gualtieri, A., Battista, D. D., Mauriello, M. et al., "Development of an Organic Rankine Cycle system for exhaust energy recovery in internal combustion engines," *J. Phys.: Conf. Ser.*, 655(1), p. 012015, (2015).
- [9] Landelle, A., Tauveron, N., *Experimental ORC database*. Retrieved 11,22,2017, from <https://zenodo.org/record/400556#W hUzgVXia70>, (03,2017).
- [10] Pu, W., Yue, C., Han, D., He, W., Liu, X. et al., "Experimental study on Organic Rankine cycle for low grade thermal energy recovery," *Applied Thermal Engineering*, 94, pp. 221–227, (2016).
- [11] Landelle, A., Tauveron, N., Revellin, R., Haberschill, P., Colasson, S. et al., "Performance investigation of reciprocating pump running with organic fluid for organic Rankine cycle," *Applied Thermal Engineering*, 113, pp. 962–969, (2017).
- [12] Chen, H., Goswami, D. Y., Stefanakos, E. K., "A review of thermodynamic cycles and working fluids for the conversion of low-grade heat," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14(9), pp. 3059–3067, (2010).
- [13] Bao, J., Zhao, L., "A review of working fluid and expander selections for organic Rankine cycle," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 24, pp. 325–342, (2013).
- [14] 3M Company, *3M<sup>TM</sup> Novect<sup>TM</sup> 649 Engineered Fluid*, Retrieved 11,22,2017, from [http://multimedia.3m.com/mws/media/56986\\_5O/3mtm-novectm-649-engineered-fluid.pdf](http://multimedia.3m.com/mws/media/56986_5O/3mtm-novectm-649-engineered-fluid.pdf), (09,2009).
- [15] Klein, S. A., *EES – Engineering Equation Solver* (Professional V10.237–3D), F-Chart Software, from <http://www.fchart.com/eess/>
- [16] Jamet, D., *Thermodynamique Appliquée*. Ecole Centrale Paris, pp 1-127, (2013).
- [17] Landelle, A., Tauveron, N., Haberschill, P., Revellin, R., Colasson, S., "Organic Rankine cycle design and performance comparison based on experimental database," *Applied Energy*, 204pp. 1172–1187, (2017)

# Etude de trois lois de commande des soupapes du cylindre de détente d'un moteur à air chaud et conception d'un prototype à pistons liquides

Max NDAME NGANGUE, Pascal STOUFFS\*

LaTEP, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 64000 Pau, France.

\*(auteur correspondant : [pascal.stouffs@univ-pau.fr](mailto:pascal.stouffs@univ-pau.fr))

**Résumé** - Un "moteur à air chaud" est défini comme un moteur alternatif à apport de chaleur externe, à cylindres de compression et de détente distincts, avec ou sans échangeur récupérateur ou régénérateur, et à fluide de travail monophasique gazeux. Dans cette communication, trois lois de commande différentes des soupapes du cylindre de détente de ce type de moteur sont étudiées et leur influence sur le dimensionnement et les performances énergétiques du système sont présentées, ainsi que le dimensionnement du prototype de moteur à pistons liquides en cours de réalisation.

## Nomenclature

$c_p$	chaleur massique à $p$ constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$\delta$	masse ou débit adim., $= m r T_k / (p_k V_C)$
$c_v$	chaleur massique à $v$ constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$\varepsilon$	efficacité de l'échangeur
$k$	$(\gamma - 1) / \gamma$	$\eta_{th}$	rendement thermique
$m$	masse d'air, $kg$	$\theta$	température adimensionnelle, $= T / T_k$
$m_E$	$(1 + \mu_E) / \mu_E$	$\Theta$	$T_h / T_k$
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$	$\mu$	volume mort relatif
$n$	vitesse de rotation, $s^{-1}$	$\Pi$	travail ou puissance adim., $= W / (p_k V_C)$
$n_E$	$(1 + \mu_E - \alpha) / \mu_E$	$\varphi$	volume adimensionnel, $= V / V_C$
$p$	pression, $Pa$	$\Phi$	$V_E / V_C$
$Q$	quantité de chaleur, $J$	<i>Indices et abréviations</i>	
$\dot{Q}$	puissance thermique, $W$	$C$	cylindre de compression
$r$	constante des gaz parfaits, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$cr$	état entre $C$ et $R$
$T$	température, $K$	$E$	cylindre de détente
$V$	volume, $m^3$	$er$	état entre $E$ et $R$
$w$	travail massique, $J.kg^{-1}$	$h$	état à la sortie du réchauffeur $H$
$w_E$	$(\alpha + \mu_E) / (1 + \mu_E)$	$H$	réchauffeur (heater)
$W$	travail, $J$	$k$	état ambiant à l'entrée du compresseur
$\dot{W}$	puissance mécanique, $W$	$R$	échangeur récupérateur
<i>Symboles grecs</i>		$RFA$	retard à la fermeture à l'admission
$\alpha$	paramètre de réglage de la fermeture des soupapes d'admission et d'échappement	$RFE$	retard à la fermeture à l'échappement
$\beta$	pression adimensionnelle, $= p / p_k$	$rh$	état entre $R$ et $H$
$B$	$p_h / p_k$	$rk$	état à la sortie de $R$ , à l'échappement
$\gamma$	$c_p / c_v$	$th$	thermique

## 1. Introduction

La famille des moteurs à air chaud est divisée en deux sous-groupes : les moteurs Stirling, inventés en 1816, n'ont ni soupapes ni clapets, alors que les moteurs Ericsson, inventés en 1833, possèdent des organes d'isolement autour des cylindres [1]. Un grand avantage de cette configuration est que les échangeurs de chaleur ne doivent pas être considérés comme des

volumes morts, alors que le concepteur d'un moteur Stirling doit faire face au difficile compromis entre maximisation des surfaces d'échange et minimisation des volumes des échangeurs de chaleur. Cependant, les organes d'isolement autour des cylindres introduisent de la complexité et la consommation d'une énergie mécanique non négligeable pour les actionner. En outre, une des difficultés propre aux moteurs à air chaud est relative à l'étanchéité des cylindres.

Dans cette étude, une configuration originale de moteur à air chaud est proposée. Ce moteur est constitué de deux enceintes de compression et de deux enceintes de détente. Dans leur partie inférieure, ces enceintes sont fermées par un liquide contenu dans un tube en forme de U. Ces colonnes de liquide jouent le rôle de piston [2]. Les cylindres de compression du moteur sont isolés par des clapets automatiques traditionnels, tandis que les cylindres de détente utilisent des soupapes commandées (Fig. 1a et 1b). Trois lois de commande différentes de ces soupapes sont étudiées et leur influence sur le dimensionnement et les performances énergétiques du système sont présentées. Cette étude permet le dimensionnement d'un moteur destiné à la conversion d'énergie solaire en énergie électrique, de prédire les pressions, les températures et les performances énergétiques du système.

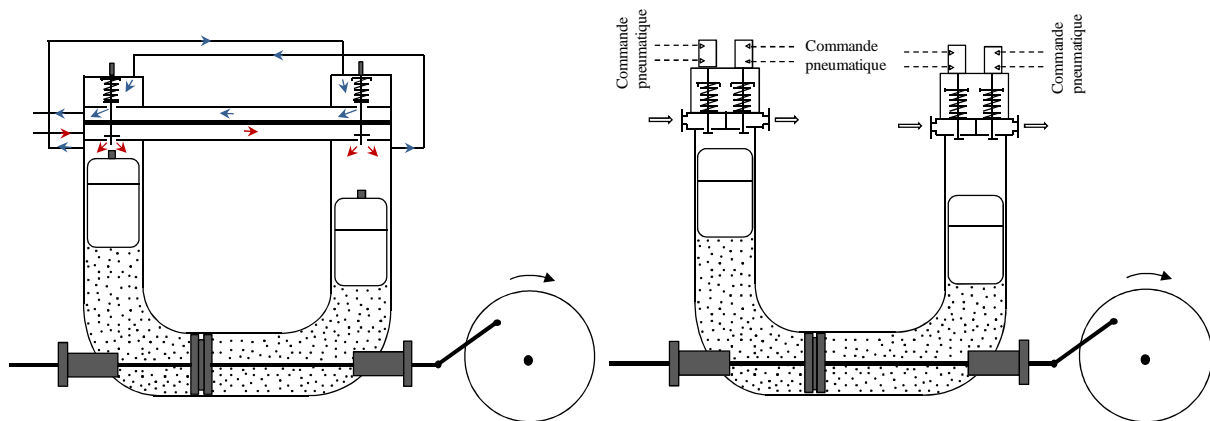


Figure 1a : Cylindre de détente du moteur Ericsson à configuration Uniflow [6]lois I et II

Figure 1b : Cylindre de détente du moteur Ericsson à cycle de Joule modifié loi III

## 2. Etude des trois lois de commande de soupapes du cylindre de détente

### 2.1. Loi de commande des soupapes suivant la configuration "Uniflow" : loi I

Les moteurs "Uniflow" ont été développés à l'origine pour le cylindre de détente des machines à vapeur. C'est une configuration dans laquelle la soupape d'admission est ouverte par le piston lui-même autour de son point mort haut, et la lumière d'échappement est découverte par le piston autour de son point mort bas [3]. Cette étude vise à adapter cette configuration à un moteur à air chaud (Fig. 1a) [4].

### 2.2. Loi de commande des soupapes suivant la configuration "Uniflow" avec retard à la fermeture de la soupape d'admission (RFA) : loi II

Dans cette étude nous avons repris la loi de commande I présentée précédemment, sur laquelle il a été créé un retard à la fermeture de la soupape d'admission [5].

### 2.3. Loi de commande des soupapes suivant un cycle de Joule modifié : loi III

Cette loi de commande reprend un cycle de Joule avec une détente partielle jusqu'à une pression intermédiaire suivie d'un échappement d'abord isochore (introduisant des irréversibilités) et ensuite isobare, puis d'une recompression totale du volume mort (Fig. 1b).

### 3. Modélisation thermodynamique

#### 3.1. Hypothèses générales du modèle

Les hypothèses générales du modèle sont les suivantes :

- La compression et la détente du fluide de travail sont des transformations thermodynamiques considérées isentropiques.
- Le fluide de travail, l'air, est un gaz parfait à chaleur massique constante.
- Les frottements visqueux au sein du fluide de travail sont négligés dans tous les calculs. L'admission et le refoulement sont donc supposés isobares : les pertes de charge au travers des soupapes sont négligées. Les écoulements dans les échangeurs sont également supposés isobares [4,5,6].

Les hypothèses ci-dessus permettent d'établir les grandeurs adimensionnelles relatives aux espaces de compression et de détente. Les performances globales du moteur sont obtenues en imposant l'égalité des débits entre ces espaces.

#### 3.2. Grandeurs adimensionnelles

Les grandeurs adimensionnelles sont identiques à celles présentées précédemment [4,5,6]. Cependant, pour la loi de commande III, la définition du paramètre  $\alpha$  de réglage de la fermeture des soupapes d'admission et d'échappement est définie différemment que pour la 2<sup>e</sup> loi, soit :  $\alpha = (\varphi_{3'} - \varphi_3) = (\varphi_1 - \varphi_2)$ . Ainsi donc, par hypothèse, la même valeur de retard à la fermeture est adoptée pour les soupapes d'admission et d'échappement, pour permettre une commande mécanique simple des soupapes.

#### 3.3. Modélisation détaillée de la compression

La modélisation de la compression est identique à celle développée précédemment [4,5,6].

#### 3.4. Modélisation détaillée de la détente dans le cas des trois lois de commande

Les figures 2a, 2b et 2c présentent les diagrammes indicateurs adimensionnels ( $\beta, \varphi$ ) de la machine de détente dans le cas des trois lois de commande de soupapes. Le volume mort relatif du cylindre de détente est défini par  $\mu_E = V_3 / V_E$  avec  $V_E = V_{E1} - V_{E3}$  la cylindrée de détente,  $\alpha = (V_{E3'} - V_{E3}) / V_E = (V_{E1} - V_{E2}) / V_E$  le paramètre de réglage de la fermeture des soupapes d'admission et d'échappement.

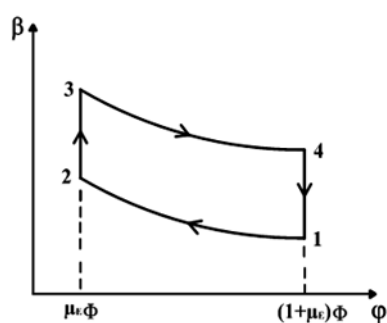


Figure 2a : Diagramme indicateur du cylindre de détente dans le cas de la loi de commande I

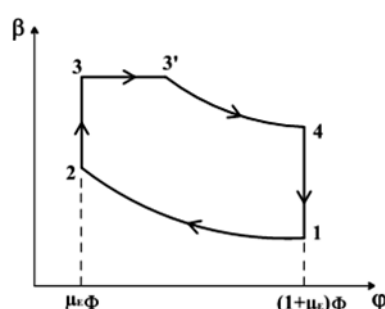


Figure 2b : Diagramme indicateur du cylindre de détente dans le cas de la loi de commande II

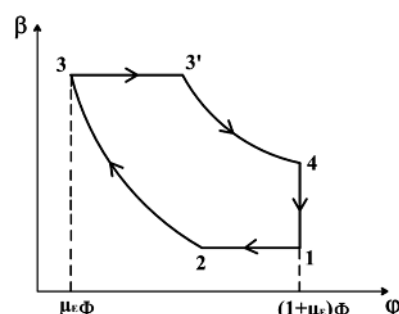


Figure 2c : Diagramme indicateur du cylindre de détente dans le cas de la loi de commande III

### 3.4.1. Modélisation des cylindres de détente dans le cas des lois de commande I et II

La modélisation détaillée des cylindres de détente dans le cas des lois de commande I et II des soupapes ayant déjà été présentée dans nos travaux précédents [4,5], dans cette communication nous nous focaliserons sur la modélisation de la loi de commande III.

### 3.4.2. Modélisation détaillée du cylindre de détente dans le cas de la loi de commande III

Le paramètre de retard à la fermeture des soupapes d'admission et de refoulement du cylindre de détente est lié au rapport de pression et au volume mort relatif du cylindre :

$$\alpha = 1 + \mu_E (1 - B^{1/\gamma}) \quad (1)$$

Le calcul des températures des différents états dans le cylindre de détente pour le cas de la 3<sup>ème</sup> loi de commande résulte d'un système de 3 équations correspondant à l'admission isobare 3-3', à la détente isentropique 3'-4, aux échappements isochore 4-1 et isobare 1-2, à la compression isentropique 2-3, au bilan d'énergie correspondant au mélange entre l'air dans le cylindre à la température maximale et l'air admis (transformation 2-3), au bilan d'énergie correspondant à l'échappement à une température variable processus 4-1. La solution de ce système d'équations est donnée par la relation (2). Dans cette relation,  $m_E = (1 + \mu_E) / \mu_E$ ,  $w_E = (\alpha + \mu_E) / (1 + \mu_E)$  et  $n_E = (1 + \mu_E - \alpha) / \mu_E$ .

$$\left. \begin{aligned} \theta_{E1} = \theta_{E2} &= \frac{\theta}{B^k} \\ \theta_{E3} = \theta_{E3'} &= \theta \\ \theta_{E4} &= \theta \left[ \frac{1 + \mu_E \left( 2 - B^{1/\gamma} \right)}{1 + \mu_E} \right]^{\gamma-1} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Le tableau 1 donne les grandeurs adimensionnelles du fluide de travail dans le cylindre de détente pour le cas de la loi III résultant des solutions de ce système d'équations.

Grandeur	Etat E1	Etat E2	Etat E3	Etat E3'	Etat E4
$\theta$	Voir Eq. (2)	Voir Eq. (2)	Voir Eq. (2)	Voir Eq. (2)	Voir Eq. (2)
$\varphi$	$(1 + \mu_E)\Phi$	$(1 + \mu_E - \alpha)\Phi$	$\mu_E\Phi$	$(\alpha + \mu_E)\Phi$	$(1 + \mu_E)\Phi$
$\beta_i$	1	1	B	B	$w_E^\gamma B$
$\delta_i$	Voir Eq. (3)	Voir Eq. (3)	Voir Eq. (3)	Voir Eq. (3)	Voir Eq. (3)

Tableau 1 : Grandeurs adimensionnelles des différents états du cylindre de détente

Les débits adimensionnels sont donnés par (2) :

$$\left. \begin{aligned} \delta_{E1} &= \frac{\Phi (1 + \mu_E) B^k}{\theta} \\ \delta_{E2} = \delta_{E3} &= \frac{\Phi B \mu_E}{\theta} \\ \delta_{E4} = \delta_{E3'} &= \frac{B \Phi \left[ 1 + \mu_E \left( 2 - B^{1/\gamma} \right) \right]}{\theta} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$



Le débit adimensionnel d'air dans le cylindre de détente est obtenu à partir de la différence de débit adimensionnel entre les états 3 et 2 ou les états 4 et 1 :

$$\delta_E = \frac{\Phi B \left[ 1 + \mu_E \left( 1 - B^{\frac{1}{\gamma}} \right) \right]}{\Theta} \quad (4)$$

La puissance indiquée du cylindre de détente peut être calculée à partir de la relation :

$$\Pi_E = \oint \beta \, d\varphi \quad (5)$$

Cela donne le résultat suivant :

$$\Pi_E = \Phi \left[ B \alpha + \left( \frac{B(\alpha + \mu_E)}{\gamma - 1} \left( 1 - \left( \frac{\alpha + \mu_E}{1 + \mu_E} \right)^{\gamma - 1} \right) \right) - \alpha - \left( \frac{B \mu_E}{\gamma - 1} \left( 1 - \frac{1}{n_E^{\gamma - 1}} \right) \right) \right] \quad (6)$$

Pendant le processus d'échappement brusque 4-1, la température continue de diminuer de la température  $T_4$  à la température  $T_1$ . Il peut être démontré que la température d'échappement moyenne est donnée par la relation (7) :

$$\bar{\theta}_{er} = \Theta - \frac{k \Pi_E}{\delta_E} \quad (7)$$

### 3.5. Modélisation du moteur complet

Le moteur Ericsson fonctionne seulement si le débit d'air qui s'écoule dans le cylindre de compression est égal à celui qui s'écoule dans le cylindre de détente, soit :

$$\delta_E = \delta_C \quad (8)$$

Cette égalité pour la loi de commande III conduit à la relation suivante :

$$\Phi = \frac{\Theta}{B} \frac{1 - \mu_C (B^{1/\gamma} - 1)}{1 - \mu_E (B^{1/\gamma} - 1)} \quad (9)$$

La puissance mécanique adimensionnelle nette produite par le moteur Ericsson s'écrira simplement :

$$\Pi_{net} = \Pi_E - \Pi_C \quad (10)$$

avec la puissance de détente donnée par la relation (6) et la puissance de compression donnée précédemment [4,5,6]. La puissance thermique fournie au réchauffeur H peut être calculée comme suit :

$$\Pi_{th} = \frac{\delta_E}{k} (\Theta - \theta_{rh}) \quad (11)$$

Cette expression fait intervenir la température à l'entrée du réchauffeur, qui se calcule aisément, compte tenu de l'efficacité de l'échangeur récupérateur :

$$\theta_{rh} = \varepsilon_R \left[ \bar{\theta}_{er} - B^k \right] + B^k \quad (12)$$

L'expression suivante est alors obtenue pour la puissance thermique :

$$\Pi_{th} = \frac{\delta_E}{k} \left[ \Theta - \varepsilon_R \left( \Theta - \frac{\Pi_E k}{\delta_E} - B^k \right) - B^k \right] \quad (13)$$

Le rendement thermique est le rapport de la puissance nette (10) à la puissance thermique (13) :

$$\eta_{th} = \frac{\Pi_{net}}{\Pi_{th}} \quad (14)$$

## 4. Résultats

Les résultats de la puissance nette adimensionnelle et du rendement thermique que nous présentons dans les figures ci-dessous permettent de comparer les trois lois de commande entre elles pour chaque valeur du rapport de volume. Il convient de préciser que pour le cas de la loi de commande II, l'étude comparative se fait avec un retard à la fermeture de la soupape d'admission  $\alpha$  égal à 0.1. Ce choix est justifié au regard des résultats obtenus dans nos précédents travaux [5], où il ressort clairement que c'est à cette valeur du paramètre de réglage du retard à la fermeture de la soupape d'admission soit  $\alpha = 0.1$  qu'on obtient les meilleures performances du moteur. En revanche, dans le cas de la loi de commande III, le paramètre de retard à la fermeture des soupapes  $\alpha$  ne peut pas être imposé étant donné qu'il est lié au rapport de pression et au volume mort relatif du cylindre comme le montre la relation (1).

Les figures 3, 4 et 5 présentent la puissance nette adimensionnelle  $\Pi_{net}$  en fonction du rapport de pression  $B$ , pour la température adimensionnelle  $\Theta = 2.2$  et pour un volume mort du cylindre de compression  $\mu_C = 0.1$ . La première étape de la procédure de calcul consiste à trouver pour les trois lois, la valeur du volume mort relatif du cylindre de détente  $\mu_E$  qui satisfait l'équation d'égalité des débits massiques (8) pour un ensemble de données ( $\Theta$ ,  $\Phi$ ,  $B$ ). Les résultats nous montrent que la puissance nette est toujours maximale pour le cas de la loi III quelque soit le rapport de volume. Elle est maximale pour un moteur à configuration Uniflow sans retard à la fermeture des clapets (cas de la loi I) lorsque le rapport de volume augmente. C'est ainsi qu'on constate qu'elle atteint son maximum  $\Pi_{net} = 0.63$  pour un rapport de volume  $\Phi = 20$ , assez proche du maximum  $\Pi_{net} = 0.6824$  obtenu avec un moteur à cycle de Joule modifié (cas de la loi III) avec le même rapport de volume. Dans le cas d'un moteur Uniflow avec un retard à la fermeture de la soupape d'admission  $\alpha = 0.1$  (cas de la loi II), on observe que les résultats de la puissance nette sont meilleurs pour des rapports de volume de 5 et 10. Elle atteint le maximum  $\Pi_{net} = 0.59$  pour un rapport de volume de 10 et diminue considérablement au fur et à mesure que le rapport de volume augmente.

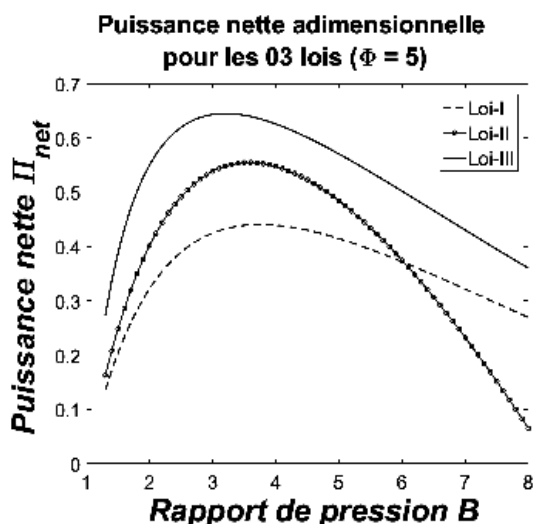


Figure 3 : Résultats de la puissance nette adimensionnelle pour un rapport de volume  $\Phi = 5$ .

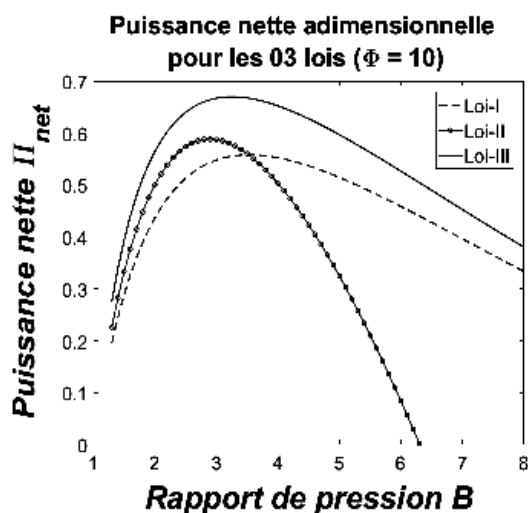


Figure 4 : Résultats de la puissance nette adimensionnelle pour un rapport de volume  $\Phi = 10$ .

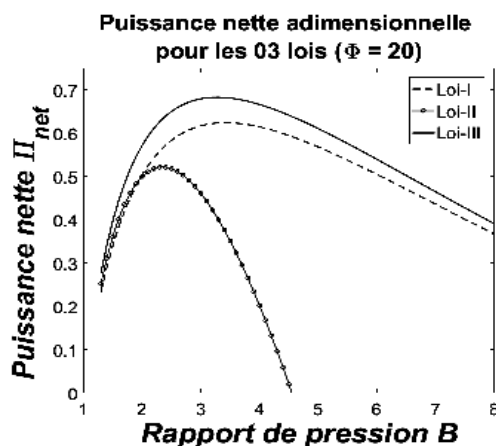


Figure 5 : Résultats de la puissance nette adimensionnelle pour un rapport de volume  $\Phi = 20$ .

Les figures 6, 7 et 8 nous montrent que le rendement thermique d'un moteur à air chaud dont les soupapes sont commandées suivant les trois lois étudiées est toujours inférieur au rendement théorique d'un cycle de Joule classique. On observe que les résultats du rendement pour la loi III sont très proches de ceux du cycle de Joule quel que soit le rapport de volume. Pour un moteur à configuration Uniflow sans retard (cas de la loi I), on constate que le rendement thermique augmente avec le rapport du volume. C'est ainsi qu'on observe le maximum  $\eta_{th} = 0,3369$  pour un rapport de volume  $\Phi = 20$ . Pour un moteur à configuration Uniflow avec un retard à la fermeture de la soupape d'admission  $\alpha = 0.1$  (cas de la loi II), on constate que le rendement thermique atteint un maximum soit  $\eta_{th} = 0,3345$  pour un rapport de volume égal à 10, valeur proche du rendement de  $\eta_{th} = 0,3616$  atteint pour le moteur à cycle de Joule modifié avec le même rapport de volume.

Au regard des résultats obtenus, il ressort que le concepteur doit faire un choix entre un moteur à commande de soupapes à configuration Uniflow, qui du point de vue technologique est d'une simplicité incontestable mais en revanche ne conduit à de bonnes performances énergétiques que pour des rapports de volume élevés, et le moteur à cycle de Joule modifié qui présente de meilleures performances énergétiques pour une technologie de la commande de soupapes plus complexe. La loi II peut représenter un compromis intéressant si on accepte des cylindrées de détente plus importantes ( $\Phi = 10$ ).

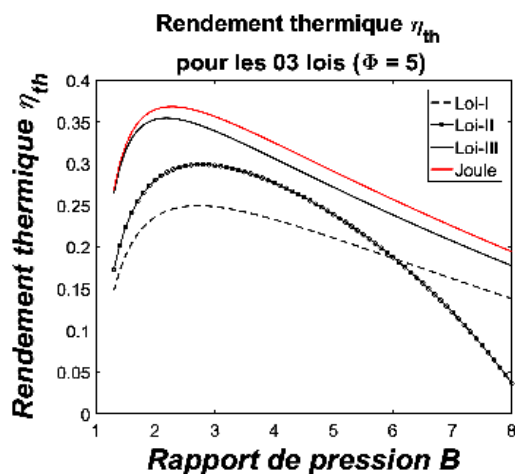


Figure 6 : Résultats du rendement thermique cas de la loi I

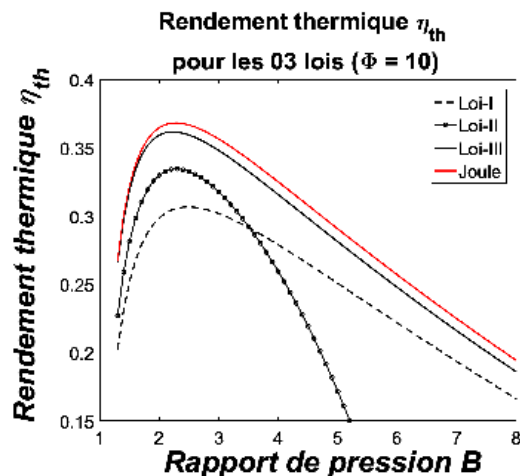


Figure 7 : Résultats du rendement thermique cas de la loi II

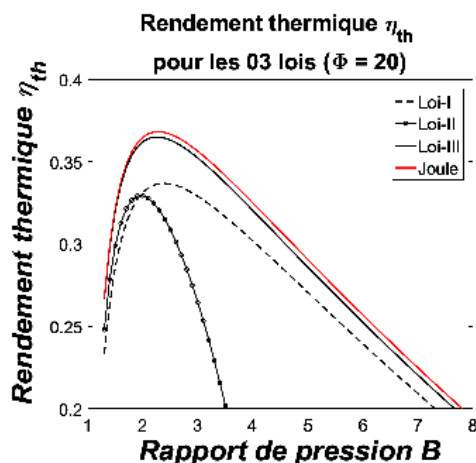


Figure 8 : Résultats du rendement thermique cas de la loi III

## 5. Conception d'un prototype de moteur à pistons liquides

Le tableau 2 présente les grandeurs géométriques et les performances attendues du moteur à air chaud à pistons liquides dimensionné à partir de la loi III. Le choix d'une fréquence de 1 Hz a permis de déterminer les diamètres et les longueurs des tubes du moteur en cours de réalisation. Les valeurs correspondent à une seule colonne de fluide, soit à un demi moteur.

Alésage cylindre détente ( $D$ )	Course du piston ( $c$ )	Volume total cylindre de détente ( $V_{ET}$ )	Cylindrée cylindre de détente ( $V_E$ )	Volume du cylindre de compression ( $V_C$ )	Pression entrée cylindre compression ( $P_k$ )	Volume mort relatif ( $\mu_E$ )	Pression entrée cylindre détente ( $P_h$ )
17.5 cm	25 cm	9 L	6 L	4 L	$10^5$ Pa	0.5	$3 \times 10^5$ Pa
Température sortie réchauffeur ( $T_h$ )	Rendement thermique ( $\eta_{th}$ )	Fréquence choisie ( $f$ )	Puissance ( $\dot{W}$ )	Puissance cylindre de compression ( $\dot{W}_C$ )	Puissance cylindre de détente ( $\dot{W}_E$ )	Rapport de pression ( $B$ )	Puissance thermique réchauffeur ( $\dot{Q}_H$ )
360°C	0.2931	1 Hz	200 W	-454.8 W	665.6 W	3	719.6 W

Tableau 2 : Grandeurs géométriques et performances du moteur à air chaud à pistons liquides

## 6. Conclusion

Trois lois de commande différentes des soupapes du cylindre de détente d'un moteur à pistons liquides sont étudiées et leur influence sur le dimensionnement et les performances énergétiques du système sont présentées. Cette étude a permis également de mettre en évidence les atouts d'un moteur aux soupapes à configuration Uniflow, dont la simplicité technologique est incontestable, mais qui nécessite des volumes de cylindre très importants pour les meilleures performances énergétiques. Les dimensions principales d'un moteur permettant de produire 400 W ont été établies.

### Références

- [1] P. Stouffs, Hot Air Engines. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 4 (2011), 1–8.
- [2] C. D. West, *Liquid Piston Stirling Engines*, Van Nostrand Reinhold Co (1983).
- [3] J. Stumpf, The una-flow steam-engine, 1922. [Online]. Available : <https://archive.org/stream/cu31924015551702#page/n3/mode/1up>. [Accessed: 18-Janvier-2018].
- [4] M. Ndamé Ngangué, P. Stouffs, Modelling of a Uniflow hot air engine, *17th International Conference (ISEC) Newcastle*, Northumbria University, (24-26 Août 2016).
- [5] M. Ndamé Ngangué, P. Stouffs, Etude d'un moteur à air chaud à pistons liquides, *25<sup>ème</sup> Congrès SFT, Aix Marseille Université*, 853-860 T2, (Mai-Juin 2017).
- [6] A. Touré, P. Stouffs, Modeling of the Ericsson engine, *Energy*, 76 (2014), 445 – 452.

# Refroidissement passif d'un centre de données par une boucle diphasique à mini-canaux

Chayan NADJAH<sup>1</sup>, Hasna LOUAHLIA<sup>1\*</sup>, Stéphane LE MASSON<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Normandie Université, Université de Caen, LUSAC

Site universitaire Bellevue, 120 rue de l'Exode – 50000 Saint-Lô, France

<sup>2</sup>Orange Labs, 2, avenue Pierre Marzin – 22307 Lannion, France

\*Auteur correspondant : hasna.louahlia@unicaen.fr (H. Louahlia-Gualous)

**Résumé** - Cet article présente une modélisation de l'évaporation et de la condensation d'un réfrigérant dans une boucle thermosiphon destinée pour le refroidissement de centre de données. Cette boucle, composée de deux échangeurs de chaleur à mini-canaux, est un système passif destiné à faire baisser la consommation en énergie électrique. Les calculs sont effectués en fonction des paramètres physiques et géométriques de la boucle, avec un flux de chaleur imposé. L'influence de la température extérieure et des dimensions géométriques de la boucle est étudiée.

## Nomenclature

$c_p$	chaleur spécifique ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )	$\phi^2$	multiplicateur diphasique
$D$	diamètre ( $m$ )	<i>Indices et exposants</i>	
$g$	intensité de pesanteur ( $m.s^{-2}$ )	$CD$	centre de données
$G$	flux massique ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	$ch$	changement de phase
$h$	coefficient d'échange ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )	$d$	diphasique
$j$	facteur de Colburn	$f$	fluide
$L_c$	longueur caractéristique ( $m$ )	$fin$	aillettes
$Pr$	nombre de Prandtl	$fr$	frottement
$\Delta P$	perte de charge ( $Pa$ )	$ft$	fonctionnement
$Re$	nombre de Reynolds	$gr$	gravité
$V$	vitesse ( $m.s^{-1}$ )	$i$	entrée
$x$	titre de vapeur	$l$	liquide
<i>Symboles grecs</i>		$ll$	ligne liquide
$\alpha$	taux de vide	$lv$	ligne vapeur
$\theta$	angle d'inclinaison ( $^\circ$ )	$o$	sortie
$\lambda$	conductivité thermique ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )	$p$	paroi
$\rho$	masse volumique ( $kg.m^{-3}$ )	$t$	total
$\Phi$	flux de chaleur ( $W$ )	$v$	vapeur

## 1. Introduction

Un centre de données est une grande salle contenant des installations informatiques (serveurs, baies de stockage et de distribution des données) ainsi que des locaux techniques pour l'alimentation en électricité. Des récentes statistiques soulignent que les centres de données sont responsables de 1.3% de la consommation mondiale d'électricité. Entre 2000 et 2005, la consommation mondiale d'électricité dans la télécommunication est passée de 71 à 152 milliards de kWh/an [1], ce qui correspond à une augmentation d'environ 10 % par an. De 2005 à 2010, l'électricité consommée par les centres de données à travers le monde a augmenté de 56 %. La consommation électrique dans un centre de données est répartie de la manière suivante : environ 50% de l'électricité est utilisé par les équipements de télécommunication, 33% par le système de refroidissement et 17% par l'alimentation électrique [2].

Afin de refroidir les équipements informatiques, une configuration en couloirs d'air chaud et couloirs d'air froid est actuellement utilisée. Cette disposition permet d'éviter des pics de chaleur en face avant des baies de télécommunication, et par conséquent d'empêcher une dégradation des équipements [3]. L'air froid est traditionnellement assuré par une unité de climatisation. Cependant, cette dernière pose des problèmes acoustiques, de fiabilité, d'entretien et de consommation électrique. Afin de pallier à ces problèmes, et pour répondre au besoin de dissiper la chaleur générée, de maintenir des conditions de température et d'humidité optimales et de baisser la consommation d'énergie électrique, divers systèmes de refroidissement ont été créés tel que le free cooling [4]. Cette technologie consiste à utiliser une source froide extérieure pour refroidir le centre de données. Le free cooling à air indirect a pour principe d'utiliser un échangeur de chaleur placé entre l'air froid extérieur et l'air chaud sortant du centre de données. Cette technique présente l'avantage de ne pas faire entrer les impuretés que peut apporter l'air extérieur, ainsi que de compenser les variations de conditions atmosphériques et de température. Cependant, l'air extérieur doit être au moins 5°C plus froid que l'air chaud intérieur, et l'humidité doit être comprise entre 20 % et 80 %. Le besoin de trouver des solutions de refroidissement passif a conduit à l'association du free cooling à air indirect avec le refroidissement par changement de phase. Cette technologie, appelée boucle thermosiphon, offre de la simplicité et une capacité à dissiper d'importants flux de chaleur avec un faible débit massique du réfrigérant. Composée principalement d'un évaporateur et d'un condenseur, la boucle thermosiphon est caractérisée avec le retour du fluide frigorigène vers l'évaporateur par gravité, le condenseur se situant au-dessus de l'évaporateur. Elle a été testée par de nombreux auteurs [5]–[8]. Zhang et al. [9] ont étudié les effets des paramètres géométriques et du taux de chargement sur la performance d'une boucle thermosiphon, dont le réfrigérant est le CO<sub>2</sub>. Il est prouvé que le taux de chargement optimal au niveau de l'évaporateur, pour éviter la surchauffe et le sous-refroidissement le long de la boucle, est évalué à 150%. Franco et al. [10] ont testé la fiabilité d'une boucle thermosiphon en utilisant de l'eau et de l'éthanol. Il s'est avéré que l'éthanol a une influence plus importante sur la performance du système de refroidissement. Chegade et al. [11] ont construit un modèle numérique afin d'étudier les transferts de chaleur et de masse dans une boucle diphasique pour refroidir une armoire de télécommunication, avec différents réfrigérants. Ils ont montré que le meilleur fluide est caractérisé par une résistance thermique basse.

Dans le cadre du projet SooGREEN [12], une étude sur le refroidissement passif des centres de données est conduite en partenariat avec plusieurs collaborateurs européens, dont Orange et Alcatel-Lucent. Cet article présente une modélisation du refroidissement passif d'un centre de données par une boucle thermosiphon, composée d'échangeurs à mini-canaux. La chaleur est créée par un bloc chauffant, situé à l'intérieur d'une baie de télécommunication. Les pertes de charge, le débit massique et les températures sont prédits en fonction des paramètres physiques et géométriques. Des résultats sont simulés, présentés et analysés.

## 2. Description du modèle

La Figure 1 présente une description du système proposé. La boucle thermosiphon est composée d'un évaporateur, d'un condenseur, d'une ligne vapeur et d'une ligne liquide. Les échangeurs, fabriqués en aluminium, sont constitués de barrette de mini-canaux. Ces barrettes sont placées en parallèle et connectées à des distributeurs et collecteurs, qui permettent respectivement de fournir le fluide à l'entrée des échangeurs, et de récupérer le fluide à la sortie. Les échangeurs de chaleurs sont également composés d'ailettes à persiennes côté air. L'évaporateur et un bloc chauffant sont situés à l'intérieur de la baie.

Dans l'évaporateur, le réfrigérant passe de l'état liquide à l'état vapeur en absorbant le flux de chaleur généré par le bloc chauffant. Le fluide circule ensuite le long de la ligne vapeur et arrive dans le condenseur, où il passe de l'état vapeur à l'état liquide en rejetant le flux de chaleur vers le milieu extérieur. Le fluide frigorigène retourne ainsi vers l'évaporateur par gravité. La condition de fonctionnement de la boucle thermosiphon est basée sur l'équilibre entre les pertes de charge. En effet, il faut que la perte de charge totale de la boucle de refroidissement soit nulle. La performance de refroidissement du système est simulée par un modèle en régime permanent. Les bilans énergétique et hydraulique sont calculés, tout en respectant la condition de fonctionnement. Le système peut également être modélisé par des résistances thermiques, comme l'illustre la Figure 1.

Les hypothèses suivantes sont faites pour développer le modèle :

- L'écoulement du fluide frigorigène est homogène et monodimensionnel ;
- La température et la pression ont la même distribution le long des barrettes ;
- Les parois des lignes vapeur et liquide sont supposées adiabatiques ;
- L'écoulement de l'air autour de l'évaporateur est uniforme ;
- Les pertes de charge dans les distributeurs et les collecteurs de chaque échangeur ne sont pas prises en compte.

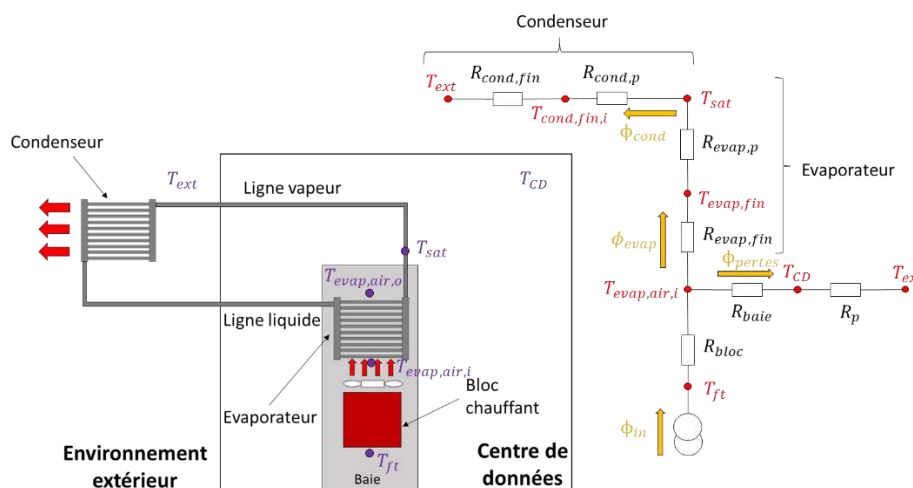


Figure 1 : Description de la boucle thermosiphon

## 2.1. Equations

Les titres de vapeur sont calculés grâce au bilan énergétique. Pour l'évaporateur, le flux gagné par le fluide est la somme de la surchauffe du fluide à l'état liquide et de l'évaporation. Le flux thermique dissipé par le fluide dans le condenseur est égale à la somme des flux de condensation et de sous-refroidissement du fluide caloporteur.

Les pertes de charge sont également déterminées. La perte de charge totale est égale à la somme de la perte de charge de chaque composant de la boucle. Dans le cas d'un écoulement diphasique, la perte de charge de chaque composant (i) est définie par la somme de trois termes :

$$\Delta P_i = \Delta P_{i,gr} + \Delta P_{i,ch} + \Delta P_{i,fr}, i = evap, lv, cond \text{ ou } l \quad (1)$$

Avec  $\Delta P_{i,gr}$  la perte de charge par gravité,  $\Delta P_{i,ch}$  la perte de charge due au changement de phase et  $\Delta P_{i,fr}$  la perte de charge due aux frottements contre la paroi.

La perte de charge par gravité a pour expression :

$$\Delta P_{gr} = [\alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l] g L_c \sin(\theta) \quad (2)$$

Avec  $\alpha$  le taux de vide,  $\rho_v$  la masse volumique de la vapeur,  $\rho_l$  la masse volumique du liquide,  $g$  l'intensité de pesanteur,  $L_c$  la longueur caractéristique et  $\theta$  l'angle d'inclinaison par rapport à l'horizontal. La longueur caractéristique correspond à la longueur des mini-canaux dans l'évaporateur, à la longueur de condensation et de sous-refroidissement dans le condenseur, et à la distance verticale pour les lignes liquide et vapeur.

La perte de charge par changement de phase s'exprime grâce à la formule suivante :

$$\Delta P_{ch} = G^2 \left( \left[ \frac{x^2}{\rho_v \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} \right]_{out} - \left[ \frac{x^2}{\rho_v \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} \right]_{in} \right) \quad (3)$$

Avec  $G$  le flux massique du fluide caloporteur.

La perte de charge due aux frottements s'exprime selon la corrélation de Lockhart et Martinelli [13] :

$$\Delta P_{fr} = \begin{cases} \phi_v^2 \Delta P_{fr,vo} & \text{si } Re_l \leq 4000 \\ \phi_l^2 \Delta P_{fr,lo} & \text{si } Re_l > 4000 \end{cases} \quad (4)$$

Avec  $\phi_v^2$  et  $\phi_l^2$  les multiplicateurs diphasiques de la phase vapeur et liquide.

La modélisation avec les résistances thermiques, schématisée dans la Figure 1, permet de calculer la température de fonctionnement, qui correspond à la température à l'entrée du bloc chauffant. D'après l'ETSI [14], cette température doit être comprise entre 5°C et 40°C. Le système est composé des résistances thermiques de l'évaporateur, du condenseur, du bloc chauffant, de la baie et des parois.

Le coefficient d'échange thermique du côté air de l'évaporateur peut être exprimé par :

$$h_{air,evap} = j \frac{\rho_{air,evap} V_{air,evap} c_{p,air,evap}}{Pr_{air,evap}^{2/3}} \quad (5)$$

Avec  $j$  le facteur de Colburn défini par Chang et al. [15],  $\rho_{air,evap}$  la masse volumique de l'air,  $V_{air,evap}$  est la vitesse de l'air et  $Pr_{air,evap}$  est le nombre de Prandtl de l'air.

Le coefficient d'échange thermique d'évaporation peut être calculé par la corrélation proposée par Kandlikar [16] :

$$h_{evap} = 0.6683 Co^{-0.2} (1 - x_{evap})^{0.8} h_{lo} + 1058 Bo^{0.7} (1 - x_{evap})^{0.8} F_{Fl} h_{lo} \quad (6)$$

Le condenseur ayant la même architecture que l'évaporateur, le coefficient d'échange thermique du côté air du condenseur a la même expression que l'Equation (5). Le coefficient d'échange thermique de condensation peut être exprimé grâce à la corrélation d'Akers et al. [17] :

$$h_{cond} = \left( \frac{\lambda_f}{D_{cond}} \right) C Re_d^n Pr^{0.78} \quad (7)$$

Avec  $Re_d$  le nombre de Reynolds diphasique et  $C$  et  $n$  des coefficients dépendant des valeurs de  $Re_d$  :

$$Re_d = G_{cond} \left[ (1 - x_{cond}) + x_{cond} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.5} \right] \frac{D_{cond}}{\mu_l} \quad (8)$$

$$C = \begin{cases} 0.0256, n = 0.8 & \text{for } Re_d > 50000 \\ 5.35, n = 0.43 & \text{for } Re_d < 50000 \end{cases} \quad (9)$$



## 2.2. Procédure itérative

La Figure 2 présente l'organigramme de la modélisation, créée sous Fortran. Les dimensions de la boucle, le réfrigérant, la température extérieure, le flux de chaleur fourni par le bloc chauffant, et le titre de vapeur à l'entrée de l'évaporateur sont imposés. Les propriétés thermodynamiques du réfrigérant sont calculées grâce à REFPROP 9.0. Dans un premier temps, la pression de saturation et le débit massique sont imposés à des valeurs arbitraires. Le débit massique peut subir des modifications afin que la condition de fonctionnement de la boucle soit respectée. Puis la résistance thermique de la boucle et la température de fonctionnement sont calculées. Des comparaisons sont faites entre la puissance de l'évaporateur calculée et celle estimée, et entre la puissance gagnée  $\Phi_{evap}$  et la puissance perdue  $\Phi_{cond}$ . La puissance de l'évaporateur estimée correspond à la différence entre le flux de chaleur fourni par le bloc chauffant et les pertes. Pour rappel, la condition de fonctionnement est atteinte lorsque la perte de charge totale de la boucle de refroidissement est nulle, et la température de fonctionnement correspond à la température à l'entrée du bloc chauffant.

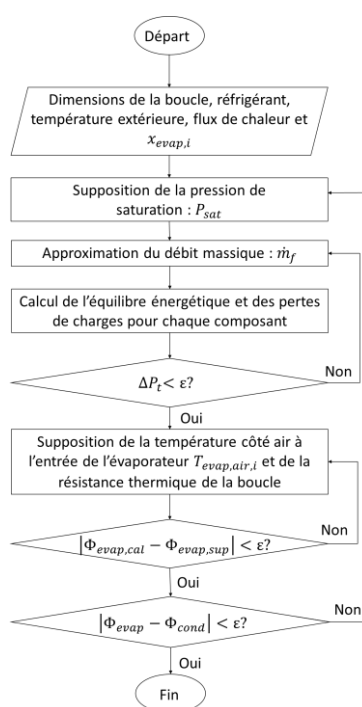


Figure 2 : Organigramme de la modélisation

Les changements respectifs sont faits jusqu'à ce que les déviations soient négligées. Les calculs terminés, le modèle fournit le débit massique, la pression de saturation, le titre de vapeur à la sortie de l'évaporateur, les pertes de charge de chaque élément de la boucle et la température de fonctionnement.

## 3. Résultats

Afin de vérifier la précision du modèle, les valeurs expérimentales et numériques de la résistance thermique de la boucle sont comparées dans la Figure 3. Les données expérimentales ont été calculées grâce à un prototype, divisé en deux salles : la première représente le centre de données, où se situe une baie de télécommunication, alors que la seconde simule l'environnement extérieur. Le bloc chauffant est constitué de résistances chauffantes afin de simuler le flux de chaleur. La température de l'environnement extérieur est contrôlée par un système de climatisation.

Le flux de chaleur imposé varie entre 500 W et 1300 W. La résistance thermique est calculée grâce à la température d'entrée d'air de l'évaporateur et la température extérieure. Pour l'expérience, les températures sont déterminées en régime permanent. L'erreur relative absolue entre les résultats simulés et expérimentaux varie entre 0.90 % et 6.49 %.

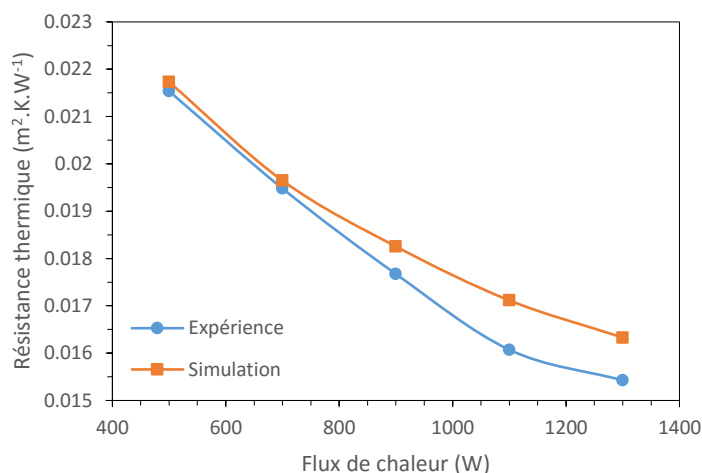


Figure 3 : Validation du modèle

La Figure 4 représente la variation du débit massique en fonction du flux de chaleur imposé, variant de 100 W à 2000 W. Le pentane, le R365mfc et l'acétone sont les réfrigérants testés. La température extérieure est de 5°C. Le pentane fournit de plus faibles valeurs pour le débit, contrairement au R365mfc qui donne des valeurs plus élevées. La variation du débit massique en fonction du flux de chaleur identifie deux régimes : le régime de la gravité dominante (RGD) et le régime des frottements dominants (RFD). Ces régimes sont discutés dans la littérature par Vijayan et al. [18]. Le RGD peut être observé pour de faibles titres de vapeur et caractérisé par une augmentation du débit massique en fonction du flux de chaleur. Dans ce régime, un faible changement du titre de vapeur conduit à une variation importante du taux de vide et à une hausse des pertes de charge par gravité. L'augmentation de ces pertes de charge doit être équilibrée par l'augmentation des pertes de charge par frottements, qui est seulement possible à hauts débits. Lorsque le titre de vapeur est élevé, le RFD peut être observé. Dans ce régime, l'augmentation du titre de vapeur en fonction du flux de chaleur a un faible impact sur la variation du taux de vide, ce qui mène à de faibles changements des pertes de charge par gravité. Cependant, la transformation continue du liquide en vapeur, due à une augmentation du flux de chaleur, requiert un accroissement de la vitesse du mélange diphasique, résultant à une hausse des pertes de charge par frottements et à une diminution du débit massique.

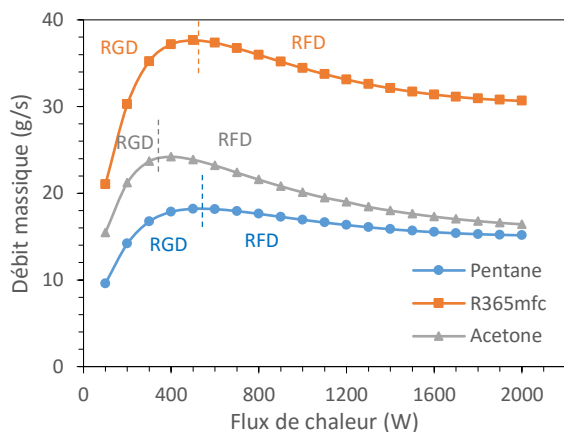


Figure 4 : Débit en fonction du flux de chaleur

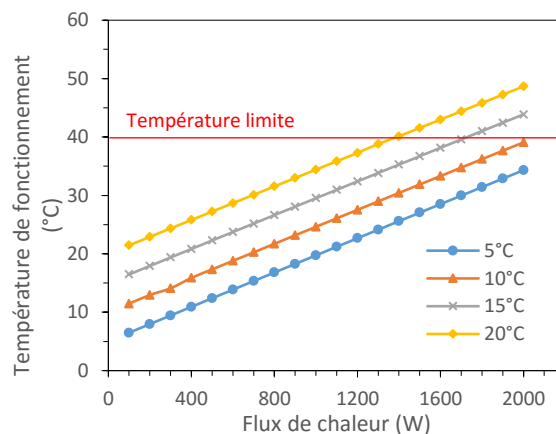


Figure 5 : Température en fonction du flux de chaleur

La Figure 5 montre la variation de la température de fonctionnement en fonction du flux de chaleur. La température limite fournie par la norme ETSI, qui est de 40 °C, est tracée. Le fluide frigorigène utilisé est le pentane. Comme la boucle thermosiphon utilise le principe du free cooling, l'influence de la température de l'air extérieur est étudiée. Celle-ci varie de 5°C à 20°C. Il est observé qu'à fortes températures et à haute puissance, la température de fonctionnement dépasse la température limite. La boucle est donc plus efficace lorsque les températures extérieures sont faibles.

La Figure 6 introduit la variation du débit massique et des pertes de charge du condenseur en fonction du diamètre des mini-canaux dans le condenseur. Il apparaît que le débit massique augmente puis tend à une valeur limite, et que les pertes de charge diminuent et tendent également à une valeur limite. Les variations du débit peuvent s'expliquer par le fait que cette augmentation du diamètre influe sur la résistance hydraulique, qui se réduit avec cette augmentation. La Figure 7 montre la variation du débit massique et des pertes de charge de la ligne vapeur en fonction de la hauteur de la ligne vapeur. Il est montré que l'augmentation de la hauteur s'accompagne de la hausse de la résistance hydraulique, ce qui explique la diminution du débit.

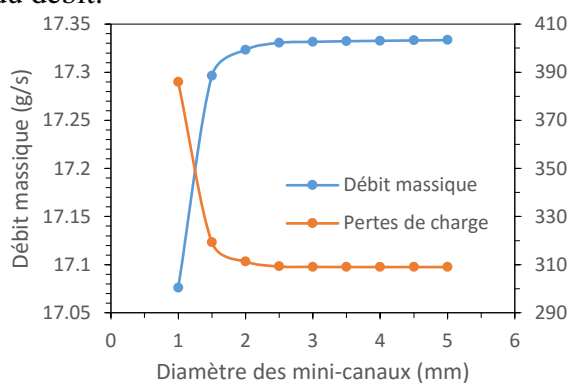


Figure 6 : Débit et pertes de charge dans le condenseur

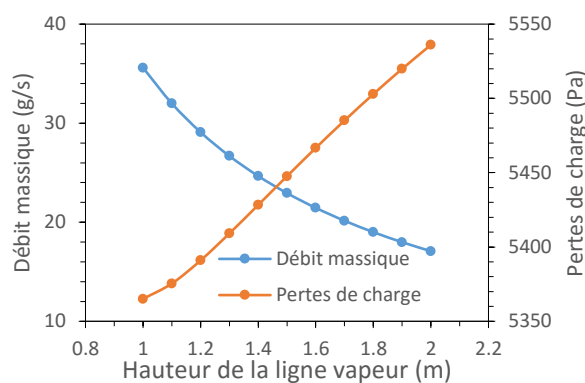


Figure 7 : Débit et pertes de charge dans la ligne vapeur

## 4. Conclusion

Cet article présente un modèle en régime permanent, simulant le refroidissement d'un centre de données par une boucle thermosiphon. Cette boucle utilise le refroidissement par changement de phase et par free cooling à air indirect. La boucle est composée d'un évaporateur et d'un condenseur à mini-canaux, reliés entre eux par une ligne vapeur et une ligne liquide. L'évaporateur est situé à l'intérieur de la baie de télécommunication. La modélisation a été créée sous Fortran, et prédit essentiellement le débit du réfrigérant ainsi que les pertes de charge. Les dimensions de la boucle, le réfrigérant, le flux de chaleur, la température extérieure et le titre de vapeur à l'entrée de l'évaporateur sont imposés. Deux régimes peuvent apparaître lors de la circulation du fluide dans la boucle : le régime de la gravité dominante et le régime des frottements dominants. Un régime peut passer à un autre en fonction de l'influence du titre de vapeur sur le taux de vide. La température extérieure a également une forte influence sur le refroidissement. Il est nécessaire d'avoir une température extérieure basse afin d'optimiser la performance de la boucle. L'influence du diamètre des mini-canaux du condenseur et de la hauteur de la ligne vapeur est également étudiée. L'augmentation du diamètre fait diminuer la résistance hydraulique, ce qui tend à augmenter le débit massique, alors que l'augmentation de la hauteur s'accompagne de la hausse de la résistance hydraulique et de la diminution du débit.

## Références

- [1] Z. Potts, "Free Cooling Technologies in Data Centre Applications," Manchester, 2010.

- [2] S. V. Garimella, L.-T. Yeh, and T. Persoons, “Thermal Management Challenges in Telecommunication Systems and Data Centers,” *IEEE Trans. Components, Packag. Manuf. Technol.*, vol. 2, no. 8, pp. 1307–1316, 2012.
- [3] F. Douchet, “Optimisation énergétique de data centers par utilisation de liquides pour le refroidissement des baies informatiques,” Université de Bretagne-Sud, 2015.
- [4] H. Zhang, S. Shao, H. Xu, H. Zou, and C. Tian, “Free cooling of data centers: A review,” *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 35, pp. 171–182, 2014.
- [5] R. Khodabandeh, “Pressure drop in riser and evaporator in an advanced two-phase thermosyphon loop,” *Int. J. Refrig.*, vol. 28, pp. 725–734, 2005.
- [6] L. Han, W. Shi, B. Wang, P. Zhang, and X. Li, “Development of an integrated air conditioner with thermosyphon and the application in mobile phone base station,” *Int. J. Refrig.*, vol. 36, no. 1, pp. 58–69, 2013.
- [7] Y. Ma, G. Ma, S. Zhang, and F. Zhou, “Cooling performance of a pump-driven two phase cooling system for free cooling in data centers,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 95, pp. 143–149, 2016.
- [8] Z. Wang, X. Zhang, Z. Li, and M. Luo, “Analysis on energy efficiency of an integrated heat pipe system in data centers,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 90, pp. 937–944, 2015.
- [9] H. Zhang, Z. Shi, K. Liu, S. Shao, T. Jin, and C. Tian, “Experimental and numerical investigation on a CO<sub>2</sub> loop thermosyphon for free cooling of data centers,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 111, pp. 1083–1090, 2017.
- [10] A. Franco and S. Filippeschi, “Experimental analysis of Closed Loop Two Phase Thermosyphon ( CLTPT ) for energy systems,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 51, pp. 302–311, 2013.
- [11] A. Chehade, H. Louahlia-Gualous, S. Le Masson, and E. Lépinasse, “Experimental investigations and modeling of a loop thermosyphon for cooling with zero electrical consumption,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 87, pp. 559–573, 2015.
- [12] “Projet SooGREEN.” [Online]. Available: <https://www.celticplus.eu/project-soogreen/>.
- [13] R. Lockhart and R. Martinelli, “Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes,” *Chem. Eng. Prog.* 45, pp. 39–48, 1949.
- [14] ETSI, “ETSI EN 300 019-1-3 V2.3.2, Equipment Engineering(EE); Environmental Conditions and Environmental Tests for Telecommunications Equipment; Part 1-3: Classification of Environmental Conditions; Stationary Use at Weatherprotected Locations,” vol. 2, pp. 1–21, 2009.
- [15] Y.-J. Chang and C.-C. Wang, “A generalized heat transfer correlation for louver fin geometry,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 40, no. 3, 1996.
- [16] S. G. Kandlikar, S. Garimella, D. Li, S. Colin, and M. R. King, *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*. 2014.
- [17] W. W. Akers, A. Deans, and O. K. Crosser, “Condensing Heat Transfer Within Horizontal Tubes,” *Chem. Eng. Process.*, vol. 55, pp. 171–176, 1959.
- [18] P. K. Vijayan, A. K. Nayak, D. Saha, and M. R. Gartia, “Effect of loop diameter on the steady state and stability behaviour of single-phase and two-phase natural circulation loops,” *Sci. Technol. Nucl. Install.*, vol. 2008, 2008.

## Remerciements

Ce travail s’insère dans le cadre du projet européen SooGREEN labélisé par Celtic-Plus. Les auteurs de cet article remercient le ministère Français du Redressement Productif - Direction Générale de la Compétitivité de l’Industrie et des Services (DGCIS) d’avoir accepté de financer ce travail de recherche.

# Caractérisation transitoire d'un échangeur de chaleur à tubes et calandre par identification de ses fonctions de transfert

Waseem AL HADAD<sup>1\*</sup>, Vincent SCHICK<sup>1</sup>, Denis MAILLET<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LEMTA, Université de Lorraine & CNRS

2 avenue de la Forêt de Haye -BP 90161 -54505 Vandoeuvre cedex

\*(auteur correspondant : waseem.al-hadad@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Nous montrons ici qu'une perturbation transitoire de la température à l'entrée d'un fluide dans un échangeur peut être utilisée pour identifier le modèle (appelé ici fonction de transfert) qui décrit le comportement de cet échangeur. Une fois que ce modèle est identifié correctement, il peut être utilisé pour caractériser le comportement d'un échangeur de chaleur, en termes de performance ou de détecter la présence d'encrassement. Ceci nécessite que le système d'équations modélisant l'échangeur reste linéaire avec des coefficients invariants dans le temps. Dans ces conditions, la réponse en température en tout point du système (fluide ou même dans les parois) est un produit de convolution entre cette perturbation thermique et la réponse impulsionnelle correspondante (fonction de transfert temporelle appelée ici "transmittance"). Cette transmittance est ici identifiée en utilisant des simulations de la perturbation et de sa réponse pour un échangeur à tubes et calandre.

## Nomenclature

$D$	diamètre, m	$\theta$	écart de température, K ou °C
$e$	épaisseur, m	$\lambda$	conductivité thermique, W/m.K
$h$	coefficient de transfert thermique, W/m <sup>2</sup> .K	$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$\ell$	longueur, m	<i>Indices et exposants</i>	
$p$	pression, Pa	$c$	froid "cold"
$T$	température, K	$h$	chaud "hot"
$U$	vitesse moyenne, m/s	$in$	entrée
$W$	transmittance, 1/s	$out$	sortie
<i>Symboles grecs</i>		$f$	fluide
$\alpha$	diffusivité thermique, m <sup>2</sup> /s	$s$	solid

## 1. Introduction

Pour contrôler le fonctionnement d'un échangeur (maximiser les échanges, maîtriser les températures des sorties, détecter l'encrassement, ... etc.), on souhaite disposer d'un modèle fiable qui reproduit son comportement de façon la plus proche possible de la réalité. La modélisation classique d'un tel système consiste à poser les équations qui décrivent chaque phénomène et faire ensuite des hypothèses simplificatrices. De nombreuses hypothèses sont classiques dans la littérature : échangeur en régime permanent et parfaitement isolé de l'extérieur, coefficient de transfert solide/fluide  $h$  uniforme sur la longueur de l'échangeur, propriétés thermo-physiques parfaitement connues, absence de défauts dans les parois, etc. Dans certaines applications, ces hypothèses ne sont pas adaptées et sont à l'origine de biais de modèle (écart entre la sortie du modèle et la réalité).

Dans ce travail, on propose d'aller dans le sens inverse, c'est-à-dire, en se basant sur le caractère convolutif du système, on identifie le modèle à partir de mesures, ici simulées, de

températures. A l'inverse de la modélisation classique, cette démarche, nous permet nous seulement de construire le modèle mais aussi les paramètres structuraux correspondants qui rendent les sorties du modèle les plus proches possible de la réalité. Dans cette identification ou réduction de modèle, nous désirons insister sur le fait que l'inconnue de ce problème d'estimation de fonction est une grandeur intrinsèque. Nous rappelons ici que si le système est linéaire et invariant en temps, la variation de température en tout point du système physique est un produit de convolution en temps, entre l'intensité de la source transitoire et une fonction temporelle spécifique (la réponse impulsionnelle dont la transformée de Laplace est une fonction de transfert). Cette fonction peut être appelée soit une "impédance" si l'intensité de la source est une puissance thermique (en Watts), soit une "transmittance" s'il s'agit d'une variation de température (en Kelvin) [1].

Al Hadad et al. [2] ont explicité ce concept et étudié semi-analytiquement et numériquement son application dans une géométrie simple (un fluide circulant en régime laminaire dans un mini-canal plat). Les mêmes auteurs [3] ont validé expérimentalement ce type de modélisation pour un seul mini-canal plat où les impédances entre l'intensité d'une source volumétrique en amont et ses réponses en température dans le fluide à l'entrée et à la sortie du canal ont été identifiées ainsi que la transmittance entre ces deux températures. Ces identifications expérimentales ont été faites pour un débit donné et pour deux formes temporelle différentes de la source, pour montrer leur caractère intrinsèque.

Dans ce travail, nous allons utiliser cette modélisation réduite à base de fonctions de transfert pour une géométrie complexe cette fois, un échangeur thermique à tubes et calandre. Le document est organisé comme suit : dans la section 2, on présente le système étudié et les équations de base correspondantes. Dans la section 3, on introduit le modèle convolutif ainsi que la procédure d'identification. Dans la section 4, on présente quelques résultats d'identification. Finalement, des conclusions sont tirées pour cette technique de caractérisation transitoire d'un échangeur de chaleur et des perspectives sont données.

## 2. Système étudié et ses équations

On considère ici un échangeur de chaleur à tubes et calandre, voir figure 1. On considère qu'un fluide incompressible chaud circule dans les tubes et un fluide incompressible froid circule dans le calandre. On suppose que les deux débits (débit du fluide chaud et celui du fluide

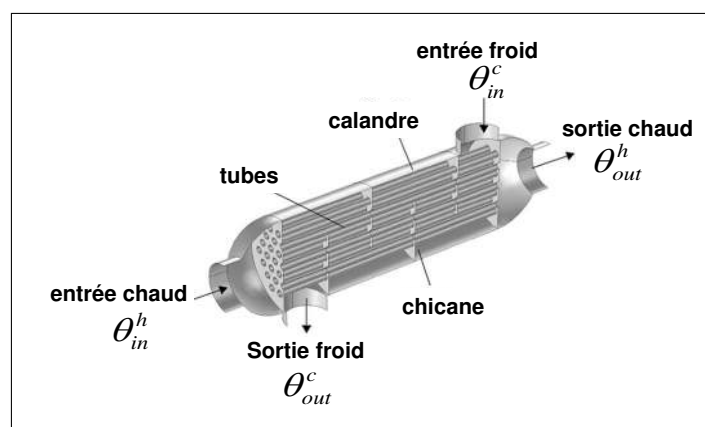


Figure 1: Échangeur thermiques à tubes et calandre.

froid) restent constants en temps. On suppose également que les deux fluides et les parois solides ont des propriétés thermophysiques indépendantes de la température (les équations du mouvement et de la chaleur sont alors découplées). Le mouvement des fluides peut être décrit par modèle  $k - \epsilon$  [4] :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = [-\rho \mathbf{I} + (\mu + \mu_T) (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \mathbf{F} \quad (2)$$

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) k = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \epsilon \quad (3)$$

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \epsilon = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + C_{\epsilon_1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon_2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4)$$

avec  $\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$ ,  $P_k = \mu_T [\nabla \mathbf{u} : (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)]$ ,  $C_{\epsilon_1} = 1.44$ ,  $C_{\epsilon_2} = 1.92$ ,  $C_\mu = 0.09$ ,  $\sigma_k = 1$  et  $\sigma_\epsilon = 1.3$ .  $\mathbf{u}$  est ici le vecteur vitesse,  $\rho$  la masse volumique,  $\mu$  la viscosité dynamique moléculaire,  $\mu_T$  la viscosité turbulente,  $\mathbf{F}$  la densité volumique de force extérieure,  $k$  l'énergie cinétique turbulente,  $\epsilon$  le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\epsilon$ ,  $C_{\epsilon_1}$  et  $C_{\epsilon_2}$  des constantes empiriques.

Après avoir effectué le changement de variable  $\theta(x, y, z, t) = T(x, y, z, t) - T(x, y, z, t = 0)$ , où  $\theta$  est la variation de la température dû à la perturbation, les équations de la chaleur en régime transitoire, s'écrivent :

- Dans les fluides :

$$\nabla^2 \theta_f - \frac{1}{a_f} \mathbf{u} \cdot \nabla \theta_f = \frac{1}{a_f} \frac{\partial \theta_f}{\partial t} \quad (5)$$

- Dans les parois : pour des raisons de coûts de temps de calcul et mémoire, les parois (tubes, calandre et chicane) sont considérées comme thermiquement minces (les parois sont relativement minces et de conductivité thermique élevée). Physiquement, cela veut dire que la contribution de ces parois au transfert de chaleur est principalement tangentielle et la différence de température dans la direction perpendiculaire est négligeable. L'équation de la chaleur simplifiée correspondante (hypothèse d'ailette) s'écrit :

$$\nabla_T^2 \theta_f = \frac{1}{a_s} \frac{\partial \theta_s}{\partial t} - \frac{1}{e_s \lambda_s} \mathbf{n} \cdot \mathbf{q} \quad (6)$$

où l'indice  $T$  est la direction transverse ou tangentielle,  $e_s$  l'épaisseur de la parois et  $\lambda_s$  sa conductivité thermique. Les conditions initiales et les conditions aux limites s'écrivent :

- Conditions initiales : la perturbation thermique qui permet d'identifier la fonction de transfert, est appliquée à partir d'un état stationnaire, on a donc :

$$\theta(x, y, z, t \leq 0) = 0 \quad (7)$$

- Conditions d'entrées : température et vitesse imposées.  
– Température :

$$\text{entrée fluide chaud} \quad \theta(t) = \theta_{in}^h(t) \quad (8a)$$

$$\text{entrée fluide froid} \quad \theta(t) = \theta_{in}^c(t) \quad (8b)$$

– Vitesse :

$$\text{entrée fluide chaud} \quad U = U_h \quad (9a)$$

$$\text{entrée fluide froid} \quad U = U_c \quad (9b)$$

- Conditions de sortie : flux de chaleur et pression imposées.

– Densité de flux de chaleur  $\mathbf{q}$ . Comme le nombre de Péclet  $Pe$  calculé sur le diamètre à la sortie du fluide chaud et froid est supérieur à  $10^4$ , on peut donc négliger la diffusion devant l'advection :

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = 0 \quad (10)$$

– Pression  $P$  : sortie des fluides chaud et froid

$$P = 0 \quad (11)$$

- Conditions d'interfaces solide/fluide : continuité de la température, du flux et de la vitesse.

### 3. Identification de la fonction de transfert

Le champ de température initial à l'intérieur du système, ainsi que les températures d'entrée des deux fluides, sont supposés stationnaires. A un instant donné, on perturbe l'une des deux températures d'entrée. A partir du profil de la source (la température perturbée) et de sa réponse en n'importe quel point P dans le système, on identifie le modèle (fonction de transfert ou transmittance) qui relie ces deux grandeurs.

Pendant la perturbation thermique, nous supposons que les deux fluides et les parois solides ont des propriétés thermophysiques indépendantes de la température et que les champs de vitesse de chaque fluide restent stationnaires. Cela nous permet de découpler le système d'équations qui décrit le mouvement de fluide (1-4) de celui qui décrit le transfert thermique dans le fluide et les parois (5-6). Dans ce cas, le système d'équations (5-6) présenté dans la section 2 devient linéaire et invariant en temps. Cela implique que l'excitation ou la cause (ici la température d'entrée de fluide chaud  $\theta_{in}^h$ ) et la réponse ou la conséquence (ici la température de sortie de fluide chaud  $\theta_{out}^h$  ou de fluide froid  $\theta_{out}^c$ ) peuvent être reliées par une fonction de transfert. Cette dernière peut alors être identifiée à partir des variations temporelles de la source et de sa réponse. Le terme identification correspond ici au remplacement du modèle détaillé du système par un modèle de type boîte grise de type ici convolutif en utilisant des mesures ponctuelles.

Nous ne considérons ici que le cas où nous avons qu'une seule source  $\theta_{in}^h$ , (donc  $\theta_{in}^c = 0$ ). Le modèle qui relie l'entrée à sa réponse pour un système linéaire et invariant dans le temps (SLIT), peut être écrit dans l'espace temporel :

$$\theta_{out}^P(t) = W_P(t) * \theta_{in}^h(t) = \theta_{in}^h(t) * W_P(t) \quad \text{avec} \quad P \equiv h \text{ ou } c \quad (12)$$

Ici  $W_P(t)$  est la réponse impulsionnelle au temps  $t$  à une impulsion de température en entrée ( $in$ ) du fluide chaud ( $h$ ). Il s'agit ici d'une "transmittance" temporelle. Le produit de convolution peut être ici défini de deux façons différentes sous forme intégrale, en utilisant sa propriété de commutativité :

$$\theta_{out}^P(t) = \int_0^t W_P(t-t') \theta_{in}^h(t') dt' = \int_0^t \theta_{in}^h(t-t') W_P(t') dt' \quad (13)$$



Comme les grandeurs  $\theta_{in}^h(t)$  et  $\theta_{out}^P(t)$  sont des variables discrètes en temps, elles peuvent être arrangées dans des vecteurs colonnes  $\theta_{in}^h$  et  $\theta_{out}^P$ , de tailles  $N_t \times 1$  où  $N_t$  est le nombre d'instant d'observation ou de mesure. L'intégrale de convolution (13) peut être écrite sous deux formes discrètes (matricielles) [2] :

- Modèle d'estimation de fonction de transfert (calibration) :

$$\theta_{out}^P = M(\theta_{in}^h) \mathbf{W}_P \quad (14)$$

- Modèle d'estimation de source :

$$\theta_{out}^P = M(\mathbf{W}_P) \theta_{in}^h \quad (15)$$

où  $M(\psi)$  est une matrice carrée de taille  $N_t \times N_t$  (matrice de Toeplitz triangulaire inférieure à coefficients non négatifs), avec  $\psi \equiv \theta_{in}^h$  ou  $\mathbf{W}_P$  construite à partir d'une fonction  $\psi(t)$  nulle à l'instant  $t_0$  :

$$M(\psi) = \Delta t \begin{bmatrix} \psi_1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \psi_2 & \psi_1 & 0 & \ddots & \vdots \\ \psi_3 & \psi_2 & \psi_1 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_{N_t} & \psi_{N_t-1} & \psi_{N_t-2} & \cdots & \psi_1 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \psi = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \vdots \\ \psi_{N_t} \end{bmatrix} \quad (16)$$

avec

$$\psi_k = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_{k-1}}^{t_k} \psi(t) dt \simeq \frac{1}{2}(\psi(t_{k-1}) + \psi(t_k)) \quad (17)$$

où  $\Delta t$  est le pas du temps tels que  $\Delta t = t_f/N_t$  et  $t_f$  correspond à l'instant final de mesure et où  $t_k = k \Delta t$  pour  $k = 1$  à  $N_t$ . Pour que les deux quadratures (14) et (15) convergent vers les intégrales continues (13), il faut que le pas de temps  $\Delta t$  choisi soit suffisamment petit devant la constante de temps du système.

Le problème direct consiste donc à calculer le vecteur de réponse  $\theta_{out}^P$  à partir du vecteur d'entrée  $\theta_{in}^h$  et de la fonction de transfert correspondante  $\mathbf{W}_P$ , modèle (15) ou (14). Dans un problème inverse de calibration, on cherche à estimer la fonction de transfert à partir d'un vecteur d'entrée et du vecteur de sa réponse :

$$\mathbf{W}_P = [M(\theta_{in}^h)]^{-1} \theta_{out}^P \quad (18)$$

Dans un problème inverse d'estimation de source, le vecteur de la réponse et la fonction de transfert sont connus et on cherche à estimer la cause correspondante :

$$\theta_{in}^h = [M(\mathbf{W}_P)]^{-1} \theta_{out}^P \quad (19)$$

#### 4. Résultats d'identification de la fonction de transfert

Le système représenté en section 2, a été modélisé et simulé (après avoir fait une étude de sensibilité au maillage) par COMSOL, pour deux formes différentes de perturbations,  $\theta_{in}^h$ .

Dans ces deux expériences numériques, on suppose que le fluide circulant dans les tubes "fluide chaud" est de l'eau de vitesse  $U_h$  calculée à l'entrée (diamètre d'entrée,  $D_{in}^h$ ). Ce dernier est refroidi par l'air "fluide froid" qui circule dans la calandre avec une vitesse  $U_c$  calculée à l'entrée (diamètre d'entrée,  $D_{in}^c$ ), voir la figure 1. Les parois solides sont supposés en acier (1C) (conductivité  $\lambda_s = 43 W.m^{-1}.K^{-1}$ ) d'épaisseur  $e_s$ . On suppose également que la longueur totale de l'échangeur (de l'entrée au sortie du fluide chaud, voir la figure 1) est  $\ell_{totale}$  et que la longueur de la calandre de diamètre constant  $D_c$ , est  $\ell_c$ .  $N_{tube}$  (nombre de tubes) de diamètres,  $D_{tube}$ , sont considérés ici. Les paramètres de ces simulations sont donnés dans le tableau (1). Toutes les propriétés thermo-physique sont supposées indépendantes de la température et elles sont calculées à 30°C. Les réponses en température correspondant à chaque forme de perturbation  $\theta_{in}^h$ , à savoir la température moyenne  $\theta_{out}^h$  à la sortie de fluide chaud et la température moyenne  $\theta_{out}^c$  à la sortie de fluide froid, ont été calculées à chaque instant  $t_k$  et sont tracées dans la figure 2 pour la première expérience et dans la figure 3 pour la deuxième expérience.

$U_h$ ( $m.s^{-1}$ )	$U_c$ ( $m.s^{-1}$ )	$D_{in}^h$ ( $mm$ )	$D_{in}^c$ ( $mm$ )	$e_s$ ( $mm$ )	$\ell_{totale}$ ( $mm$ )	$\ell_c$ ( $mm$ )	$D_c$ ( $mm$ )	$N_{tube}$ (--)	$D_{tube}$ ( $mm$ )	$\Delta t$ ( $s$ )
0.1	10	100	90	5	750	500	200	37	15	0.1

Tableau 1: Paramètres de simulation.

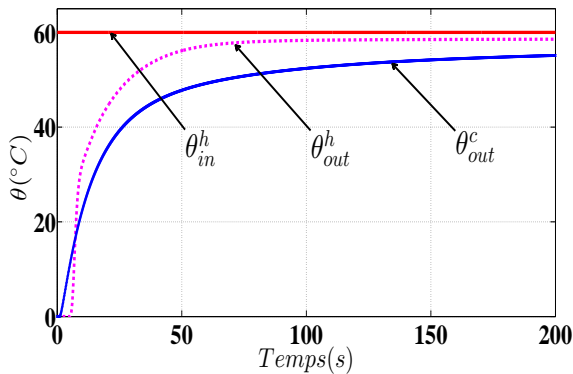


Figure 2: Expérience numérique 1.

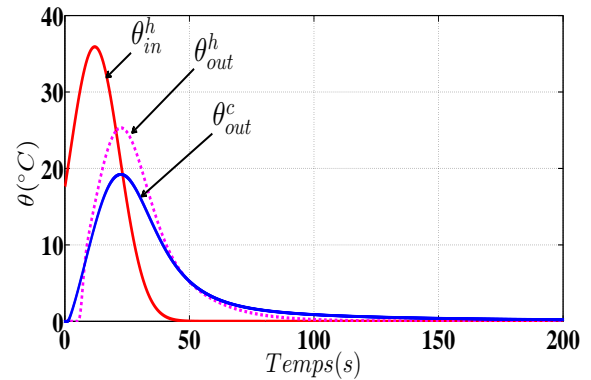


Figure 3: Expérience numérique 2.

Les fonctions de transfert (transmittances) reliant la perturbation (la source) à la température moyenne à la sortie du fluide chaud  $W_h$  et à la température moyenne à la sortie du fluide froid  $W_c$ , ont été alors estimées en résolvant le système linéaire (14) (voir section 3). Les profils identifiés de ces deux fonctions à partir des profils synthétiques (expérience numérique 1 et 2) sont tracés sur la figure 4. Cette figure montre qu'il y a un très bon accord entre les transmittances identifiées à partir de deux excitations différentes (les transmittances sont indépendantes de la forme temporelle de la source). Comme ces deux transmittances temporelles sont aussi des réponses impulsionnelles, on remarque que la réponse en sortie du fluide froid, proche de l'entrée du fluide chaud dans cette configuration à contre courant, précède celle en sortie du fluide chaud.

Une fois que les fonctions de transfert reliant la source aux températures de sorties, ont été identifiées de façon précise, les températures moyennes de sortie de deux fluides  $\theta_{out}^h$  et  $\theta_{out}^c$

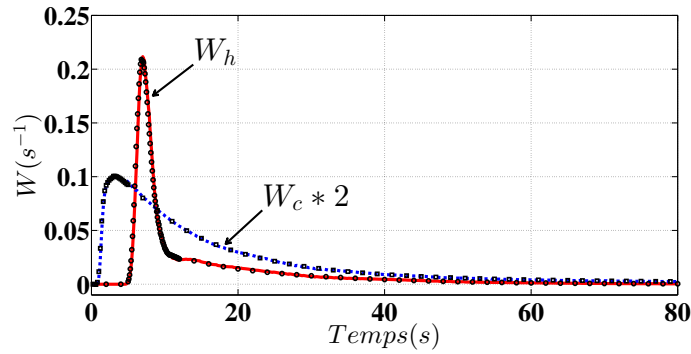


Figure 4: Transmittances identifiées à la sortie de fluide chaud  $W_h$  et celle à la sortie de fluide froid  $W_c$  pour deux expériences différentes.

peuvent être calculées et contrôlées en imposant la source appropriée. Pour tester (valider) ce principe, une troisième expérience numérique a été réalisée mais cette fois-ci la température d'entrée du fluide chaud (la source) a la forme d'une fonction escalier avec marches reliées par des rampes. Nous supposons qu'on ne connaît que cette source qui est obtenue dans cette troisième expérience numérique ainsi que les fonctions de transfert identifiées dans la première ou la deuxième expérience. Les évolutions des températures de sortie sont estimées et comparées avec celles qui sont obtenues par la troisième expérience numérique. On présente en figure 5 les évolutions de température exacte (issue de la troisième simulation) et estimée à la sortie  $\theta_{out}^h$  et  $\theta_{out}^c$ . On constate la superposition des profils de température simulés par COMSOL et les profils estimés par le capteur virtuel.

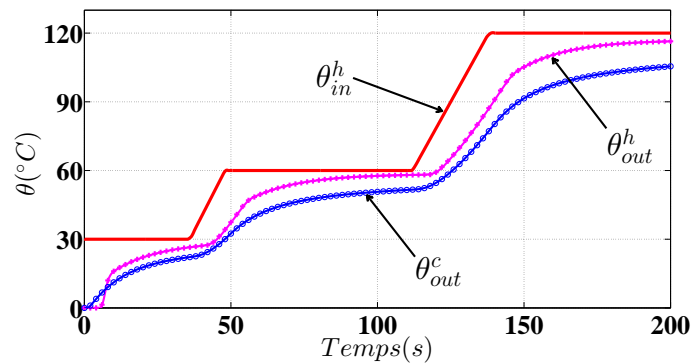


Figure 5: Température exacte (ligne continue) et estimée (ligne pointillée) de la sortie du fluide chaud  $\theta_{out}^h$  et du fluide froid  $\theta_{out}^c$  et la source correspondante "troisième expérience".

Il existe également une transmittance en régime permanent ou *steady state*, noté ici  $W^{ss}$ . Cette dernière peut être calculée soit par l'intégrale de sa distribution temporelle ou par les valeurs asymptotique de la source et de la réponse [2] :

$$W_P^{ss} = \int_0^{\infty} W_P(t) dt = \frac{\theta_{out}^{P,ss}}{\theta_{in}^{h,ss}} \quad \text{avec} \quad P \equiv h \text{ ou } c \quad (20)$$

L'efficacité d'un échangeur de chaleur peut être alors exprimé en fonction de transmittance

comme :

$$\eta = \frac{Q_h}{Q_{max}} = \frac{C_h(\theta_{in}^{h,ss} - \theta_{out}^{h,ss})}{C_{min}(\theta_{in}^{h,ss} - \theta_{in}^{c,ss})} \quad (21a)$$

$$\text{ou} \quad \eta = \frac{Q_c}{Q_{max}} = \frac{C_c(\theta_{out}^{c,ss} - \theta_{in}^{c,ss})}{C_{min}(\theta_{in}^{h,ss} - \theta_{in}^{c,ss})} \quad (21b)$$

avec  $C_h$  et  $C_c$  le débit calorifique du fluide chaud et froid respectivement et  $C_{min}$  le débit calorifique minimum. Dans ce travail,  $C_{min} \equiv C_c$  et  $\theta_{in}^{c,ss} = 0$ , les équations (21a et 21b) deviennent :

$$\eta = \frac{C_h}{C_c}(1 - W_h^{ss}) \quad (22a)$$

$$\text{ou} \quad \eta = W_c^{ss} \quad (22b)$$

L'efficacité de cet échangeur a été calculée par sa définition classique (à partir des températures et de(s) débit(e)s calorifique(s)) ou par les transmittances (à partir de  $W_h^{ss}$  et  $W_c^{ss}$ ), on obtient :  $\eta = 93.5\%$ .

## 5. Conclusion et perspective

Ce travail a montré que les fonctions de transfert reliant une réponse thermique forcée à une source thermique unique, peuvent être identifiées dans un système hétérogène dans lequel on a à la fois de la conduction et de la convection thermique, ici un échangeur de chaleur sensible. Cette fonction de transfert peut être utilisée soit pour mettre en place des capteurs virtuels visant à reconstruire les températures locales ou moyennes de mélange, soit pour détecter un éventuel encrassement. Une autre application est la débitmètre. Nos travaux actuels sont centrés sur l'étude de sensibilité de la fonction de transfert par rapport à l'encrassement.

## Références

- [1] W. Al Hadad, *Heat transfer in mini-channels : unsteady behaviour and convolutive approach*, (in French : *Thermique des mini-canaux : comportement instationnaire et approche convolutive*). PhD thesis, Université de Lorraine, Sept.22, 2016.
- [2] W. Al Hadad, D. Maillet, and Y. Jannot, "Modeling unsteady diffusive and advective heat transfer for linear dynamical systems : A transfer function approach," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 115, pp. 304–313, 2017.
- [3] W. Al Hadad, D. Maillet, and Y. Jannot, "Experimental transfer functions identification : Thermal impedance and transmittance in a channel heated by an upstream unsteady volumetric heat source," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 116, pp. 931–939, 2018.
- [4] W. Jones and B. Launder, "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, no. 2, pp. 301–314, 1972.

## 6. Remerciements



Les auteurs souhaitent remercier le Fond Européen FEDER ainsi que la Région Grand Est qui ont financé ce travail dans le cadre du projet EPHAISTOS.

# Réduction d'un problème thermique par sous-structuration modale sur des maillages non-conformes

Sébastien GROSJEAN<sup>1,2\*</sup>, Frédéric JOLY<sup>1</sup>, Karine VERA<sup>2</sup>, Alain NEVEU<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Paris-Saclay, Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry, Antenne de Brétigny sur Orge, IUT d'Evry Val d'Essonne, Département GTE, Chemin de la Tuilerie, 91731 Brétigny sur Orge

<sup>2</sup> Thales Communications & Security, 4 Avenue des Louvresses, 92230 Gennevilliers

\*(auteur correspondant : s.grosjean@iut.univ-evry.fr)

**Résumé** - Cette communication traite du raccord de modèles réduits modaux calculés indépendamment les uns des autres (sous-structuration non conforme). Cette approche offre plus de souplesse par rapport à la technique de sous-structuration conforme développée antérieurement par notre équipe. Elle se rapproche ainsi de la pratique de description des systèmes par les industriels. La méthode des joints écrite initialement pour les éléments finis a été adaptée au formalisme modal. Pour cela, des nouvelles fonctions de couplage aux interfaces sont introduites. Un exemple en dimension 2 illustre la méthode.

## 1. Introduction

De nombreuses industries (électronique, aérospatiale, ...) se servent de composants utilisés pour de multiples applications. Il est alors intéressant de créer des modèles réduits caractérisant le comportement thermique de ces briques élémentaires, et de les archiver dans des bibliothèques de composants. Puisque certains composants peuvent être employés des dizaines de fois, le temps passé à créer les modèles réduits sera rentabilisé. Dans les industries citées plus haut, la méthode de réduction utilisée est la méthode nodale [1]. Si ces modèles ont fait leurs preuves et donnent des résultats tout à fait satisfaisants pour les applications actuelles, ils pourraient atteindre leurs limites si la résolution spatiale demandée augmente. En effet, dans ces méthodes le nombre d'observables est directement lié au nombre d'inconnues. L'augmentation de la résolution spatiale s'accompagne donc mécaniquement d'une augmentation du nombre d'inconnues. Par ailleurs, la détermination du réseau de résistances thermiques couplant les différents nœuds deviendra aussi problématique. Enfin, les modèles nodaux rencontrent une limite dans la représentation d'entités complexes comme des circuits imprimés.

Les méthodes modales découplent complètement la notion d'inconnue et celle d'observable. Elles consistent à rechercher la solution sous la forme d'une somme pondérée de champs élémentaires, appelés modes. Elles ont été étendues à des ensembles multi-composants par l'introduction de la méthode de sous-structuration modale [2]. Il s'agit de décomposer le système en sous-structures, de calculer les modes de chacune de ces entités, puis de les rassembler pour résoudre le problème d'origine. Cette méthode répond à la problématique exposée ci-dessus, puisqu'elle permet en théorie le couplage de modèles modaux créés indépendamment. À l'heure actuelle, le couplage utilisé nécessite d'avoir un maillage conforme aux interfaces : les deux composants devant être couplés entre eux doivent être maillés en même temps pour que les nœuds coïncident. Cette limitation empêche le développement de bibliothèques de modèles réduits modaux, puisque un modèle modal doit être recalculé pour chaque nouveau maillage.

Nous proposons dans cette communication une méthode originale de réduction modale inspirée de la méthode des joints [3] permettant de coupler entre eux des modèles modaux dont les maillages ne sont pas conformes aux interfaces. Nous décrivons dans une première partie le principe de la méthode dans un cadre général, puis nous l'illustrons par un exemple bi-dimensionnel.

## 2. Modèle mathématique

### 2.1. La méthode des joints

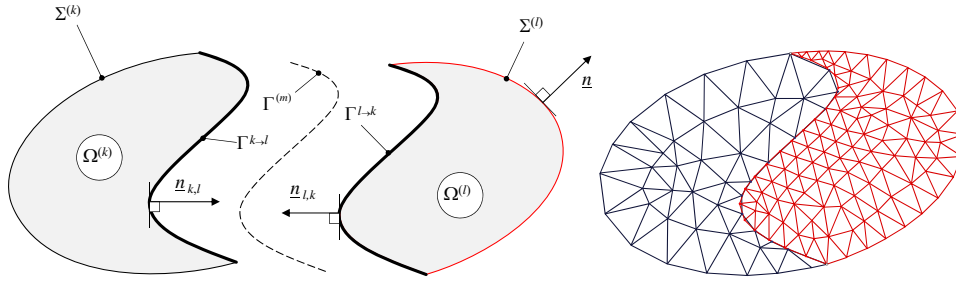


Figure 1 - Décomposition d'un domaine, définition des frontières, maillage non-conforme

La méthode des joints, ou “mortar method” a été développée initialement au laboratoire Jacques-Louis Lions dans les années 90 pour résoudre le problème de deux domaines en contact et dont les maillages ne se raccordent pas [3]. On considère un domaine  $\Omega = \Omega^{(1)} \cup \Omega^{(2)}$ , divisé par une interface  $\Gamma$ . On note  $\partial\Omega = \cup_k \Sigma^{(k)}$  la frontière séparant  $\Omega$  du milieu extérieur (voir Fig. 1). Sur ce domaine, l'évolution temporelle de la température est modélisée par l'équation de la chaleur :

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \underline{\nabla} \cdot \underline{\kappa} \cdot \underline{\nabla} T + \varpi \quad \text{sur } \Omega \quad (1)$$

$$\underline{\kappa} \cdot \underline{\nabla} T \cdot \underline{n} = h(T_f - T) \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (2)$$

À ces équations, il faut rajouter les deux conditions de raccord de part et d'autre de l'interface  $\Gamma$ , la continuité du flux de chaleur et des températures. Ici, on suppose un contact parfait<sup>1</sup>. La conformité géométrique impose  $\underline{n}_{1,2} = -\underline{n}_{2,1}$ , et nous posons arbitrairement  $\underline{n} = \underline{n}_{2,1}$ .

$$\underline{\kappa}^{(1)} \cdot \underline{\nabla} T^{(1)} \cdot \underline{n} = \underline{\kappa}^{(2)} \cdot \underline{\nabla} T^{(2)} \cdot \underline{n} = \varphi \quad (3)$$

$$T^{(2)}|_{\Gamma} - T^{(1)}|_{\Gamma} = 0 \quad (4)$$

La formulation variationnelle faible de l'équation (1) s'écrit en intégrant sur les domaines  $\Omega^{(k)}$  et en multipliant par une fonction test  $g^{(k)} \in H^1(\Omega^{(k)})$ , qui est ici l'espace fonctionnel adapté dans lequel nous recherchons la solution.

$$\begin{aligned} \sum_{k=1,2} \int_{\Omega^{(k)}} c^{(k)} \frac{\partial T^{(k)}}{\partial t} g^{(k)} &= - \sum_{k=1,2} \int_{\Omega^{(k)}} \underline{\nabla} T^{(k)} \cdot \underline{\kappa}^{(k)} \cdot \underline{\nabla} g^{(k)} + \sum_{k=1,2} \int_{\Omega} \varpi^{(k)} g^{(k)} \\ &+ \sum_{k=1,2} \int_{\Sigma^{(k)}} \underline{\kappa}^{(k)} \cdot \underline{\nabla} T^{(k)} \cdot \underline{n}^{(k)} g^{(k)} d\sigma + \sum_{k=1,2} \int_{\Gamma} \underline{\kappa}^{(k)} \cdot \underline{\nabla} T^{(k)} \cdot \underline{n}^{(k)} g^{(k)} d\sigma \end{aligned} \quad (5)$$

1. Rien ne s'oppose à la prise en compte d'une résistance de contact

Nous reconnaissons dans les termes intégraux de surface la densité de flux de conduction  $\underline{\underline{\kappa}} \cdot \underline{\nabla} T \cdot \underline{n}$ . Le terme intégral sur la frontière extérieure  $\partial\Omega$  s'exprime classiquement à l'aide de l'Eq. (2). En revanche, à l'interface de couplage, le flux n'est pas exprimé en fonction de températures, mais devient une nouvelle variable. En utilisant la contrainte de continuité du flux de chaleur à l'interface de raccordement (Eq. (3)), l'Eq. (5) se réécrit :

$$\int_{\Omega} c \frac{\partial T}{\partial t} g = - \int_{\Omega} \underline{\nabla} T \cdot \underline{\underline{\kappa}} \cdot \underline{\nabla} g + \int_{\Omega} \varpi g + \int_{\partial\Omega} h(T_f - T) g d\sigma + \int_{\Gamma} \varphi [[g]] d\sigma \quad (6)$$

où l'on a défini le saut de fonction test  $[[g]] = g^{(2)}|_{\Gamma} - g^{(1)}|_{\Gamma}$ . Le flux de conduction, en tant qu'inconnue supplémentaire, est exprimé sur la base de nouvelles fonctions :

$$\varphi = \sum_i \varphi_i \phi_i(\underline{x}) \quad (7)$$

où les  $\phi_i(\underline{x})$ , que nous appellerons “fonctions mortier”, sont des fonctions spatiales à préciser ultérieurement. La continuité de la température (4) est imposée au sens faible, le saut de température à l'interface devant être orthogonal aux fonctions mortiers :

$$\int_{\Gamma} [[T]]_{\Gamma} \phi = 0 \quad (8)$$

L'équation (8) a la particularité de ne pas forcer la continuité de la solution numérique sur les interfaces, ce qui permet de pouvoir résoudre les équations localement, et donc de recourir à différents maillages de part et d'autre de ces interfaces. La résolution des équations (6)-(8) en éléments finis a fait l'objet de très nombreuses publications (voir par exemple [4]). En revanche, à notre connaissance, il n'existe pas de mise en œuvre modale de cette méthode. Pourtant, le formalisme des méthodes modales se prête bien à la méthode des joints comme nous le montrons à présent.

## 2.2. Applications aux méthodes modales

Nous cherchons la température comme une somme pondérée de fonctions élémentaires. Afin d'assurer la continuité aux interfaces, nous calculons deux bases. La première est issue du problème aux valeurs propres de Dirichlet [5] (température imposée nulle aux frontières). La seconde est issue du problème aux valeurs propres de Steklov [6]. On désigne respectivement par  $(V^D, \lambda^D)$  et  $(V^S, \lambda^S)$  les couples formés par le mode propre et sa valeur propre associée pour les problèmes de Dirichlet et de Steklov :

$$\begin{array}{l|l} \Omega & -\underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{\kappa}} \cdot \underline{\nabla} V^D = \lambda^D c V^D \\ \partial\Omega & V^D = 0 \end{array} \quad \left| \quad \begin{array}{l} \underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{\kappa}} \cdot \underline{\nabla} V^S = 0 \\ \underline{\underline{\kappa}} \cdot \underline{\nabla} V^S \cdot \underline{n} = \lambda^S \zeta S, \quad S = V^S|_{\partial\Omega} \end{array} \right. \quad (9)$$

Les modes de Dirichlet étant insuffisants pour reconstruire la solution sur les bords, on leur adjoint les modes de Steklov qui permettent de reconstituer l'hétérogénéité des conditions aux limites. Le coefficient de Steklov  $\zeta$ , dont la valeur est arbitraire, est choisi de façon à compenser les variations de conductivité dans le cas de matériaux hétérogènes. La température est alors cherchée comme

$$T(\underline{x}, t) = \sum_i V_i^D(\underline{x}) x_i^D(t) + \sum_j V_j^S(\underline{x}) x_j^S(t) \quad (10)$$

Avec cette formulation, les inconnues du système deviennent les coefficients de pondération  $x_i^D$  et  $x_j^S$ , appelés états d'excitation.

Les flux sont aussi cherchés comme une décomposition sur une base de fonctions (voir Eq. (7)). Plusieurs options sont envisageables pour ces fonctions. En nous inspirant de l'allure des fonctions de forme présentées dans de nombreuses publications ([7] par exemple), mais en nous affranchissant à ce stade de la notion de maillage, nous avons choisi d'exprimer les flux sur une base de Neumann :

$$-\nabla^2 \phi = \lambda \phi \quad \text{sur } \Gamma \quad | \quad \underline{\nabla} \phi \cdot \underline{n} = 0 \quad \text{sur } \partial\Gamma \quad (11)$$

où  $\partial\Gamma$  est la frontière de l'interface de contact.

Pour trouver les équations des états des modes propres de Dirichlet et de Steklov et des flux, il suffit de remplacer dans (6) et (8) la température et le flux respectivement par leur expression (7) et (10) et d'utiliser comme fonctions tests les modes propres de Dirichlet-Steklov ainsi que les fonctions  $\phi$ . Nous introduisons quatre matrices modales de conduction, de capacité, de convection et de joint, définies dans le cadre de  $N_\Omega$  domaines couplés via  $N_c$  interfaces :

$$\mathbb{K}_{\mathcal{X}\mathcal{Y}}^{(k)} = \left( \int_{\Omega^{(k)}} \underline{\nabla} V_i^{\mathcal{X},(k)} \cdot \underline{\underline{k}}^{(k)} \cdot \underline{\nabla} V_j^{\mathcal{Y},(k)} \right)_{\substack{1 \leq i \leq N_{\mathcal{X}}^{(k)} \\ 1 \leq j \leq N_{\mathcal{Y}}^{(k)}}} \quad \mathbb{C}_{\mathcal{X}\mathcal{Y}}^{(k)} = \left( \int_{\Omega^{(k)}} c^{(k)} V_i^{\mathcal{X},(k)} V_j^{\mathcal{Y},(k)} \right)_{\substack{1 \leq i \leq N_{\mathcal{X}}^{(k)} \\ 1 \leq j \leq N_{\mathcal{Y}}^{(k)}}}$$

$$\mathbb{H}_{cv}^{(k)} = \left( \int_{\Sigma^{(k)}} h^{(k)} S_i^{(k)}|_{\Sigma^{(k)}} S_j^{(k)}|_{\Sigma^{(k)}} \right)_{\substack{1 \leq i \leq N_S^{(k)} \\ 1 \leq j \leq N_S^{(k)}}} \quad \mathbb{J}_m^{(k)} = s_m^k \left( \int_{\Gamma^{(m)}} S_i^{(k)}|_{\Gamma^{(m)}} \phi_p^{(m)} \right)_{\substack{1 \leq i \leq N_S^{(k)} \\ 1 \leq p \leq N_\phi^{(m)}}}$$

Ici,  $\mathcal{X}, \mathcal{Y} \in \{D, S\}$ ,  $N_{\mathcal{X}}^{(k)}$  est le nombre de modes de type  $\mathcal{X}$  du sous-domaine  $(k)$ , et  $N_\phi^{(m)}$  le nombre de fonctions mortier associés à la frontière  $\Gamma^{(m)}$ . La matrice  $\mathbb{J}_m^{(k)}$  couple  $\Omega^{(k)}$  et  $\Omega^{(l)}$  via la frontière  $\Gamma^{(m)}$ . Le facteur  $s_m^k$  vaut  $(-1)$  si le mortier est défini du côté de la structure  $k$ ,  $(1)$  si il est défini du côté de  $l$  (donc  $s_m^k = -s_m^l$ ) et, bien sûr,  $0$  si  $k$  et  $l$  ne sont pas en contact.

De même, introduisons les vecteurs des états modaux, des coefficients du flux et des sollicitations définis respectivement par :

$$\mathbf{X}_{\mathcal{X}}^{(k)} = \left( x_j^{\mathcal{X},(k)} \right)_{1 \leq j \leq N_{\mathcal{X}}^{(k)}} \quad \mathbf{X}_\varphi^{(m)} = (\varphi_j)_{1 \leq j \leq N_\phi^{(m)}}$$

$$\mathbb{\Pi}_{\mathcal{X}}^{(k)} = \left( \int_{\Omega^{(k)}} \varpi^{(k)} V_i^{\mathcal{X},(k)} \right)_{1 \leq i \leq N_{\mathcal{X}}^{(k)}} \quad \Theta_{ex}^{(k)} = \left( \int_{\Sigma^{(k)}} h^{(k)} T_{ex}^{(k)} S_i^{(k)}|_{\Sigma^{(k)}} \right)_{1 \leq j \leq N_S^{(k)}}$$

Nous obtenons, après assemblage des sous-structures, les matrices bloc associées où  $\mathbb{A}$  représente  $\mathbb{C}$ ,  $\mathbb{K}$ , ou  $\mathbb{H}$ , et où la matrice de couplage  $\mathbb{J}$  est de dimension  $N_\Omega \times N_c$  :

$$\mathbb{A}_{\mathcal{X}\mathcal{Y}} = \begin{bmatrix} \mathbb{A}_{\mathcal{X}\mathcal{Y}}^{(0)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathbb{A}_{\mathcal{X}\mathcal{Y}}^{(1)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathbb{A}_{\mathcal{X}\mathcal{Y}}^{(N_\Omega)} \end{bmatrix} \quad \mathbb{J} = \begin{bmatrix} \mathbb{J}^{(0,0)} & \mathbb{J}^{(0,1)} & \dots & \mathbb{J}^{(0,N_c)} \\ \mathbb{J}^{(1,0)} & \mathbb{J}^{(1,1)} & \dots & \mathbb{J}^{(1,N_c)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbb{J}^{(N_\Omega,0)} & \mathbb{J}^{(N_\Omega,1)} & \dots & \mathbb{J}^{(N_\Omega,N_c)} \end{bmatrix}$$

Finalement, le système d'équations modales instationnaires sous-structuré s'écrit sous forme matricielle condensée :

$$\begin{bmatrix} \mathbb{C}_{DD} & \mathbb{C}_{DS} & 0 \\ {}^T\mathbb{C}_{DS} & \mathbb{C}_{SS} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{X}_D \\ \dot{X}_S \\ \dot{X}_\varphi \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbb{K}_{DD} & \mathbb{K}_{DS} & 0 \\ {}^T\mathbb{K}_{DS} & \mathbb{K}_{SS} + \mathbb{H}_{cv} & \mathbb{J} \\ 0 & {}^T\mathbb{J} & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X_D \\ X_S \\ X_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbb{\Pi}_D \\ \mathbb{\Pi}_S + \Theta_{ex} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$



	Plots de connexion et dissipateur thermique	Puce	Fil	Piste en cuivre	Résine	Diélectrique	Radiateur
$c (MJ.m^{-3}.K^{-1})$	3.43	1.75	3.42	3.55	1.65	1.63	2.42
$\kappa (W.m^{-1}.K^{-1})$	260	150	317	385	0.66	0.3	237

Tableau 1 - Propriétés physiques des matériaux utilisés dans cette étude

Sous cette forme, et même en dehors de toute considération sur les maillages, la méthode est non conforme car les bases sont réduites. C'est une non conformité "fonctionnelle". Bien entendu si en plus le problème est résolu par une approximation aux éléments finis cette non conformité fonctionnelle peut se doubler d'une non conformité "du maillage". La structure de ce système matriciel est très semblable à celle obtenue par la méthode des joints en éléments finis. La différence essentielle est la dimension des matrices qui est plus faible pour le modèle modal avec des bases réduites. Le problème matriciel obtenu est un problème dit de "point-selle", et est résolu par l'algorithme d'Uzawa. Un schéma d'Euler implicite au premier ordre est utilisé pour la discrétisation temporelle.

### 3. Illustration de la méthode

Le cas test étudié est donné à titre d'illustration. Il représente schématiquement un composant électronique (Integrated Circuit, IC) "posé" sur un circuit imprimé (Printed Circuit Board, PCB). Si pour des raisons pédagogiques les dimensions ne sont délibérément pas réalistes, la conductivité thermique s'étend sur une large gamme représentative des composants électroniques (les propriétés sont données dans le tableau 1). Au sein du composant, une puce en silicium dégage une puissance thermique de  $5 \times 10^6 W.m^{-3}$ , qu'un dissipateur thermique permet de drainer en majorité vers le milieu extérieur. Un radiateur peut éventuellement être placé entre le dissipateur thermique et l'air ambiant. Deux radiateurs seront testés (composants 3 et 4, voir Fig. 3). L'information électrique générée par la puce est transmise à un circuit imprimé via des fils en or et des plots de connexion. Une partie de la chaleur dégagée par la puce se propage via ces fils, chauffant les plots de connexion, ce qui engendre des contraintes thermo-mécaniques indésirables. Le circuit imprimé est quant à lui modélisé comme un matériau diélectrique traversé par des pistes en cuivre.

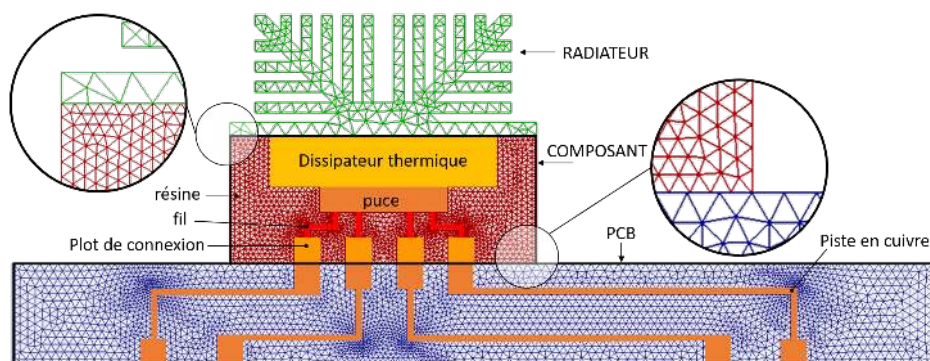


Figure 2 - Géométrie du cas traité

Le problème a été séparé en différentes sous-structures (radiateur, IC, PCB) et chacune a été maillée séparément. Nous présentons sur la figure 2 un agrandissement des maillages. On

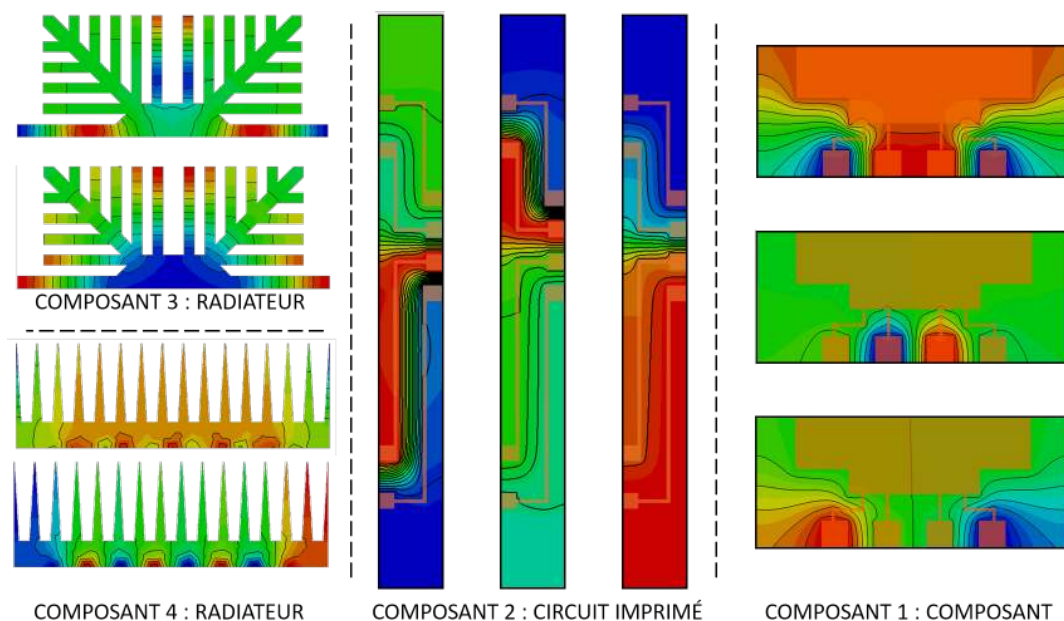


Figure 3 - Bibliothèque modale de composant

remarque que les nœuds ne coïncident pas aux interfaces, sauf aux points définissant la géométrie. De plus, si la taille des mailles est du même ordre de grandeur entre le circuit imprimé et le composant, ce n'est pas le cas entre le composant et le radiateur. Le nombre de nœuds des maillages du IC, du PCB et des deux radiateurs est respectivement de 2241, 3251, 766 et 321.

Les modes de Dirichlet-Steklov de chaque sous-structure sont alors calculés indépendamment. La figure 3 présente des modes de Steklov disposés dans une bibliothèque de composant. Les différences de propriétés sculptent les modes. On voit ainsi les isothermes des modes contourner les parties les plus conductrices pour se concentrer dans les parties isolantes où l'on s'attend à obtenir les gradients les plus importants. On remarque aussi des modes concentrés autour des plots de connexion, et qui permettent le couplage entre les sous-structures.

Toutefois, dans cette méthode, les modes de Steklov ne sont plus les seuls à assurer le raccordement. Au lieu d'imposer les deux conditions de continuité à l'aide de la seule température (*i.e.* par les seuls modes de Steklov), l'ajout des fonctions mortiers donne un degré de liberté supplémentaire pour assurer séparément la compatibilité des températures et des flux sur l'interface. De façon imagée et enfantine, on assemble des briques Lego® et Duplo® (les modes de Steklov de chaque sous-structure) en interposant une couche de pâte à modeler (les fonctions mortiers). Bien entendu, mathématiquement les fonctions mortier n'ont pas d'épaisseur.

Pour illustrer les potentialités qu'offre cette méthode, trois cas transitoires sont simulés à l'aide de la même bibliothèque de composants. Suivant [4], le nombre de fonctions mortiers par frontière est égal au nombre de nœuds sur celle-ci moins 2. Notons qu'avec notre méthode, le nombre de fonctions mortiers peut être réduit.

Dans le cas (a), l'ensemble IC et PCB est refroidi par convection naturelle ( $h = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ). La figure 4 montre pour un même maillage le champ de température à l'équilibre obtenu après  $10^4 \text{ s}$  par sous-structuration avec la méthode des éléments finis (à gauche) et la méthode modale (à droite). L'ordre de réduction choisi est de 50 modes par sous-structure. On constate que

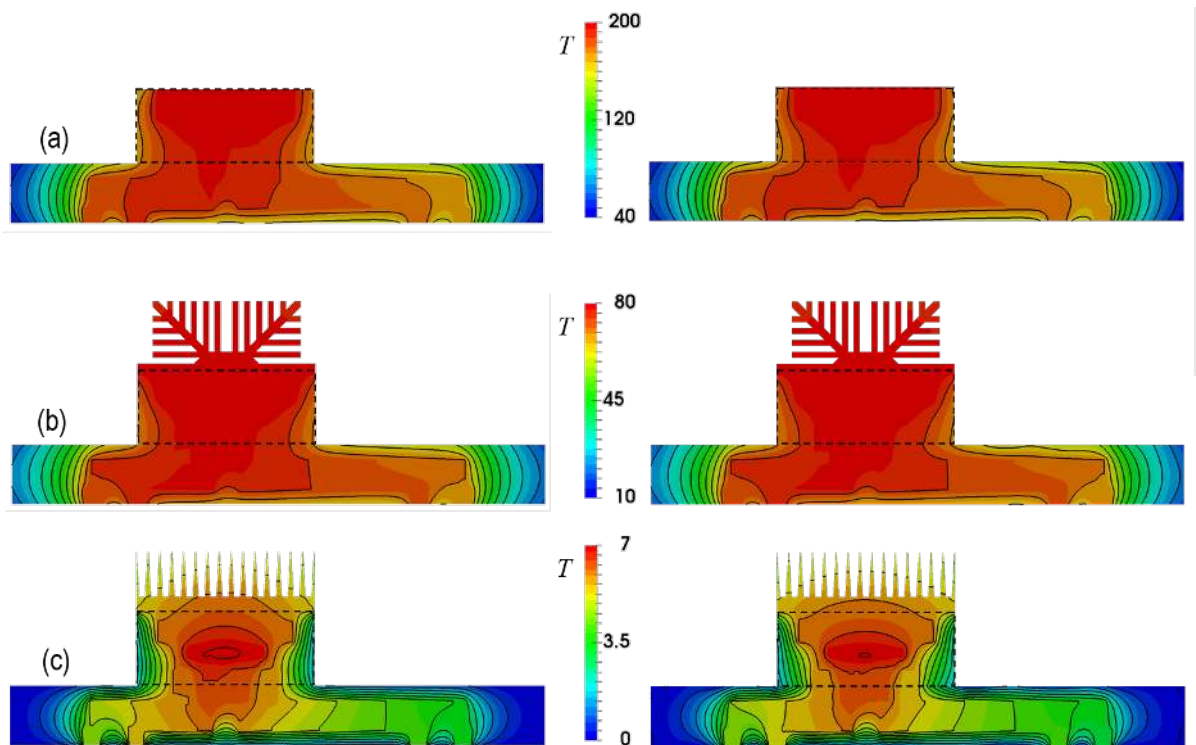


Figure 4 - Champs de température en régime permanent calculés avec la méthode des éléments finis et par modèles modaux sous-structurés pour trois cas tests

le modèle réduit reproduit fidèlement le modèle détaillé. En particulier, les isothermes restent continues aux interfaces malgré la réduction modale et la non-conformité des maillages, ce qui montre l'efficacité de la méthode des joints.

Nous rajoutons pour le cas (b) un radiateur, le modèle réduit du PCB et du composant restant les mêmes que pour le cas (a). L'ensemble est là encore refroidi par convection naturelle. La visualisation des champs de température montre la très bonne adaptabilité des modèles réduits. Outre le fait que la diminution de température causée par l'ajout du radiateur est parfaitement prédite, on remarque que même l'allure des isothermes au niveau des parois latérales du composant sont bien reproduites.

Finalement, nous changeons de radiateur et de conditions aux limites pour le cas (c) ( $h = 200 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , convection forcée), mais nous gardons la même bibliothèque modale pour le composant et le circuit imprimé. Les performances du modèle réduit sont là aussi très satisfaisantes. Par ailleurs, on remarque que l'allure du champ de température dans le composant et dans la carte est significativement différente entre le cas (c) et les deux autres cas. Cependant, un même modèle réduit permet de reproduire ces deux allures avec une très bonne précision.

Afin de quantifier plus précisément les performances du modèle réduit, le tableau 2 présente la norme  $L^2$  de l'écart relatif entre les modèles éléments finis et le modèle réduit modal sous-structuré en fonction du nombre de modes par sous-structure. L'écart relatif diminue linéairement avec le nombre de modes. Nous présentons aussi l'ordre de grandeur du gain de temps CPU (ce gain ne tient pas compte du temps de calcul off-line des modes). Cette table confirme les bonnes performances du modèle réduit, puisqu'avec uniquement 50 modes par sous-structure, l'écart moyen entre le modèle détaillé et le modèle réduit est inférieur au

	5	10	20	50	100
$\varepsilon$ (%) cas (a)	2,97	2,03	0,55	0,18	0,07
$\varepsilon$ (%) cas (b)	3,13	2,2	0,37	0,19	0,08
$\varepsilon$ (%) cas (c)	10,82	8,59	2,85	0,99	0,74
Gain CPU cas (c)	2700	1350	670	180	55

Tableau 2 - Évolution en fonction du nombre de modes par sous-structure de l'écart relatif (en norme  $L^2$  et en %) entre le modèle éléments finis et le modèle modal sous-structuré

pourcent dans les trois cas étudiés, et cela pour un gain de temps de 180. Cette précision de 1% est obtenue dès 20 modes pour les deux premiers cas. La relative contre-performance en pourcentage du modèle réduit pour le cas (c) doit être contre-balançée par la faible gamme de température (7 K) due au fort coefficient de convection : en variable dimensionnée, l'écart moyen est de l'ordre de 0.2 K avec 50 modes, c'est à dire un écart tout à fait admissible.

#### 4. Conclusion et perspectives

Nous avons décrit dans cette communication une méthode originale permettant de coupler des modèles réduits créés séparément. Pour cela, nous avons adapté la méthode des joints à la méthode de réduction modale sur une base de Dirichlet-Steklov. Une illustration a été donnée pour prouver le concept de la méthode.

Cette étude préliminaire amène des questions, comme le choix des fonctions mortiers. D'autres tests non présentés ici montrent qu'une réduction supplémentaire peut être conduite au niveau de ces fonctions. L'influence de cette réduction pourra faire l'objet d'une étude plus complète. Le choix du découpage des frontières est une question ouverte : dans l'exemple donné ici, le composant est séparé du circuit imprimé par 9 frontières correspondant au découpage physique. À chacune de ces interfaces est associée une famille de fonctions mortiers. Quelles seraient les performances du modèle réduit si ces frontières étaient réunies en une seule ?

Cette méthode ouvre d'intéressantes potentialités, puisqu'elle allie la modularité des méthodes nodales et la résolution spatiale des méthodes modales. Elle permet surtout la création de bibliothèques de modèles réduits de composants réutilisables d'une application à l'autre.

#### Références

- [1] E. Monier-Vinard, B. Rogié, V. Bissuel, N. Laraqi, O. Daniel, and M-C. Kotelon, State of the art of numerical thermal characterization of electronic component, *17th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE)* (Montpellier, France, 2016).
- [2] P. O. Laffay, O. Quemener, A. Neveu, Developing a method for coupling branch modal models, *IJTS*, 48, (2009), 1060–1067
- [3] C. Bernardi, Y. Maday, and A. T. Patera, A new conforming approach to domain decomposition : The mortar element method, *Non Linear Partial Differential Equations and Applications, College de France Seminar*, Pitman edition (1990), 13–51.
- [4] C. Bernardi, Y. Maday, and F. Rapetti, Basics and some applications of the mortar element method, *GAMM-Mitteilungen*, 28-2 (2005), 97–123.
- [5] G. Allaire, *Analyse numérique et optimisation*, Edition de l'École Polytechnique-Ellipse (2006)
- [6] F. Bourquin, F. d'Hennezel, Numerical study of an intrinsic component mode synthesis method, *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 97 (1992), 49–76
- [7] C. Lacour and Y. Maday, Two different approaches for matching nonconforming grids : The mortar element method and the FETI method, *BIT Numerical Mathematics*, 37-3 (1997), 720–738.



fert mais également du type de sollicitations appliquées au stockage. L'analyse du couplage propriétés thermiques / sollicitations en régime dynamique peut être menée par des bilans d'énergie et d'entropie. L'intérêt est de déterminer les irréversibilités générées au sein du stockage [2, 3]. La méthode précédemment développée [4, 5] est basée sur la mesure et le traitement des températures superficielles et des flux de chaleur qui, lors d'une transformation cyclique, permettent de quantifier la création d'entropie interne au sein du matériau et donc les irréversibilités liées à la transformation. Tout d'abord appliquée à des matériaux homogènes utilisés en chaleur sensible [5], cette méthode a été étendue à des matériaux à changement de phase contenus dans des matrices de graphite. Les mesures sont effectuées au cours de différents cyclages afin de déterminer l'influence des sollicitations sur les irréversibilités. Des simulations numériques sont comparées aux résultats expérimentaux.

## 2. Montage expérimental

Le montage expérimental est constitué de deux plaques échangeuses en cuivre de section carrée de 55 mm de côté et alimentées chacune par un bain thermostaté, de deux fluxmètres de type tangentiel intégrant chacun un thermocouple et d'un échantillon de dimensions 50 mm × 50 mm × 10 mm (figure 1). Des variations de températures et/ou de flux sont imposées à l'échantillon et mesurées par les deux fluxmètres. Sont réalisées des sollicitations de type soit stockage où les températures des parois évoluent de la même façon, soit transfert où l'une des températures est maintenue constante alors que l'autre varie (figure 2). Nous ne tenons pas compte de l'inertie des fluxmètres dont le temps de réponse est très inférieur aux sollicitations thermiques.



Figure 1 : Schéma du montage expérimental.

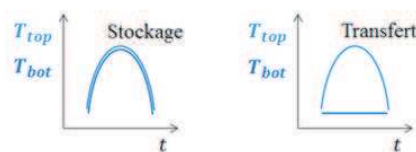


Figure 2 : Configurations et sollicitations en températures.

La production d'entropie interne a été évaluée à partir des mesures effectuées sur différents matériaux. Nous nous focalisons ici sur des échantillons contenant un matériau à changement de phase de type paraffine (RT27 de la société Rubitherm). Les échantillons sont obtenus par compression du graphite naturel expansé puis imprégnation de paraffine. Ainsi, les échantillons testés ont la particularité de garder une forme identique lorsque la paraffine passe à l'état liquide.

Les propriétés thermophysiques de la paraffine RT27 sont indiquées dans le tableau 1.

La matrice de graphite possède une masse volumique apparente de  $47 \text{ kg.m}^{-3}$ , soit une porosité et un volume poreux disponible pour la paraffine de 98%. La compression uniaxiale du graphite entraîne une conductivité orthotrope de révolution. Le matériau a été testé selon les deux directions principales. Nous ne présenterons ici que le cas possédant la plus forte conductivité (direction radiale). La mesure de la conductivité thermique effective du matériau composite a été réalisée par la technique du ruban chaud. La conductivité radiale effective est  $\lambda_e = 2,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .



état	$\rho$ kg.m <sup>-3</sup>	$C_p$ J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\lambda$ W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
solide	870	2400	0,24
liquide	760	1800	0,15
autres	$T_m$ °C	$L_m$ kJ.kg <sup>-1</sup>	
	27	179	

Tableau 1 : : Propriétés du matériau à changement de phase RT27

### 3. Bilans d'énergie et d'entropie

Le système considéré est un mur plan. Ainsi, le bilan d'énergie peut s'écrire :

$$\rho \frac{du}{dt} = -\text{div}(\varphi) \quad (1)$$

et le bilan entropique est donné par :

$$\rho \frac{ds}{dt} = \text{div}(\varphi/T) + \sigma \quad (2)$$

où  $\sigma$  est le taux de production d'entropie [4, 2]. Assimilons notre cas à un problème de Stefan. Ainsi, les propriétés thermophysiques sont considérées comme constantes, on ne tient pas compte des variations de masse volumique et la production d'entropie liée à l'interface solide/liquide est négligeable. Dans chacune des phases, liquide et solide, le taux de production s'écrit donc :

$$\sigma = \varphi \cdot \text{grad}(1/T) \quad (3)$$

Le système de type mur plan échange de la chaleur à travers deux surfaces  $A_1$  et  $A_2$  parallèles tel que :

$$\phi_1 = \int_{A_1} \varphi dA \quad \phi_2 = \int_{A_2} \varphi dA \quad (4)$$

Ainsi, si le nombre de Stefan  $Ste$  est petit :

$$m \cdot L \frac{\partial \omega}{\partial t} = \phi_1 - \phi_2 = \Delta \phi \quad (5)$$

La combinaison linéaire des flux de chaleur  $\Delta \phi = \phi_1 - \phi_2$  constitue une fonction d'état et représente la quantité de chaleur accumulée. Son intégration dans le temps conduit au bilan des échanges d'énergie avec l'extérieur. Il est possible de déterminer la dissipation interne à partir de l'expression des échanges d'entropie avec l'extérieur lorsque le système suit une transformation cyclique. En effet, sur un cycle,  $\Delta S = 0$  et ainsi :

$$\Delta_e S + \Delta_i S = 0 \quad (6)$$

Les échanges d'entropie avec l'extérieur sont décrits par la relation suivante :

$$J_e = \frac{\phi_1}{T_1} - \frac{\phi_2}{T_2} \quad (7)$$

On peut définir une impédance thermique du matériau à l'aide du bilan entropique ([4]) :

$$Z = \frac{1}{J_t} \int_{t_{ini}}^t \Delta T \cdot \Delta \left( \frac{1}{T} \right) dt \quad (8)$$

où  $J_t$  est l'entropie liée au processus de transfert :

$$J_t = \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_2) \cdot \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (9)$$

La valeur de l'impédance atteinte à la fin d'un cycle correspond à la résistance apparente du matériau en régime permanent.

## 4. Résultats et discussion

### 4.1. Transfert

La sollicitation de type transfert permet d'estimer les propriétés du matériau telles que la résistance thermique apparente. Pour cela, une variation de l'écart de température entre les deux parois de l'échantillon est provoquée. Ainsi, le matériau est soumis à une élévation puis à une baisse de la température essentiellement sur un côté. Dans le cas présenté ici et compte tenu des températures, un front de changement de phase est créé. Ce front se déplace jusqu'à une position d'équilibre qu'il maintient durant le régime permanent (750 s <  $t$  < 850 s). A

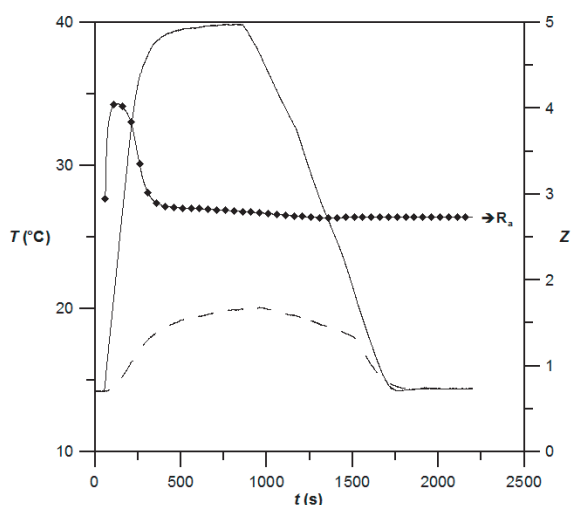


Figure 3 : Évolution des températures (top —, bottom — —) et impédance thermique en fonction du temps.

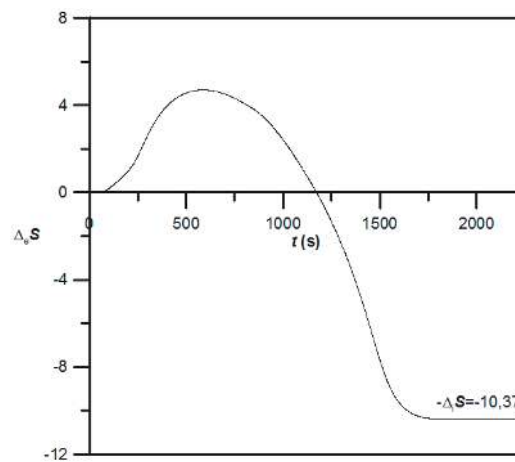


Figure 4 : Entropie échangée et production d'entropie interne ( $J.K^{-1}$ ) : cas du transfert.

partir du bilan d'entropie et de la relation (8), on obtient une impédance thermique qui varie au cours du cycle pour atteindre une valeur constante correspondant à la résistance apparente du matériau :  $Z = R_a = 2.75 \text{ m.W}^{-1}$ . Notons que cette valeur prend en compte la conductivité effective du matériau ( $\lambda_e = 2,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et les résistances de contact :

$$R_a = R_{int,t} + \frac{ep}{\lambda_e} \quad (10)$$

On a pu remarquer une légère exsudation de la paraffine créant une couche interstitielle entre le fluxmètre et l'échantillon. Cette couche contribue nécessairement à la résistance de contact.



Nous avons réalisé deux autres types de mesure similaires mais en restant au dessus et en dessous de la température de changement d'état et nous avons obtenu la même valeur de résistance apparente. Ceci est dû au fait que la matrice de graphite contribue de façon prépondérante au transfert et impose la conductivité à l'échantillon. En effet, la conductivité de la matrice de graphite est quasiment 10 fois supérieure à celle de la paraffine RT27. Ainsi, quel que soit l'état, solide ou liquide, de la paraffine et sur la plage de température considérée, la conductivité du matériau est constante. Enfin, il est important de remarquer que l'identification de la résistance thermique apparente a donc pu être réalisée malgré le changement de phase.

#### 4.2. Cycle de stockage et déstockage

Nous illustrons désormais le cas d'un cycle de stockage et déstockage avec l'évolution des températures et des flux superficiels (figure 5) ainsi que de l'entropie échangée. La production d'entropie est aussi obtenue à partir de la valeur de l'entropie échangée à la fin du cycle (figure 6). On remarque que la valeur de la production d'entropie est bien plus faible que pour le cas du transfert. Un cycle de stockage et déstockage met en œuvre a priori de plus faibles gradients de température et donc des irréversibilités plus réduites.

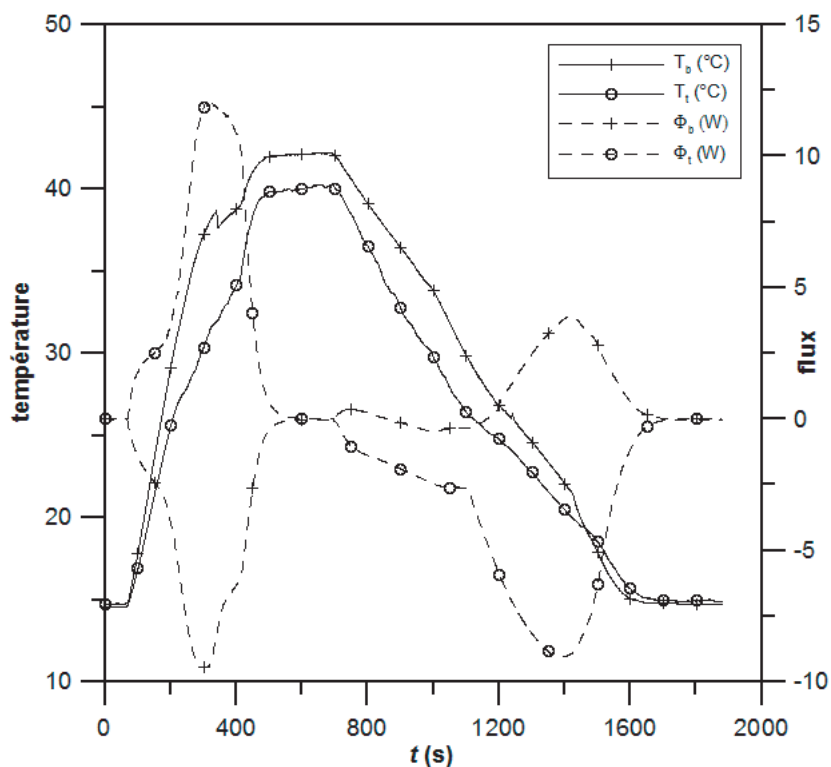


Figure 5 : Cycle de stockage et déstockage : températures et flux au cours du temps.

À partir de la mesure des flux et des températures et par bilan, il est possible d'évaluer la quantité de chaleur stockée et destockée. La mesure a permis aussi d'identifier la chaleur latente du matériau à changement de phase :

$$m.L_m = T_m.\Delta S \quad (11)$$

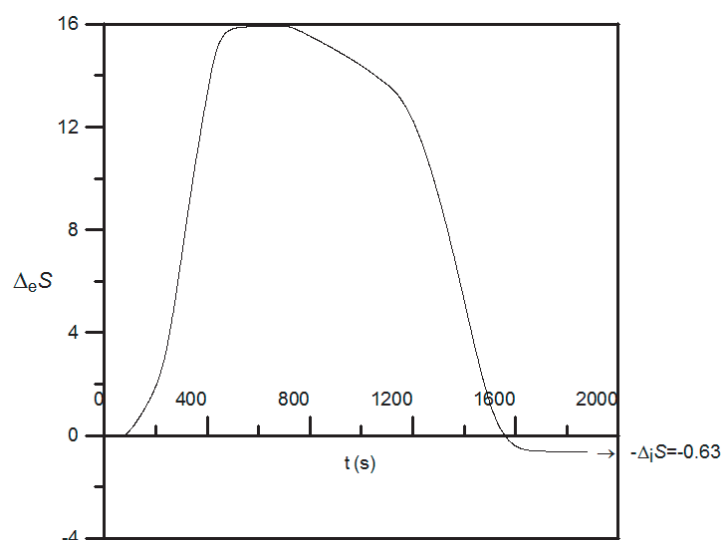


Figure 6 : Entropie échangée au cours du temps et production d'entropie ( $J.K^{-1}$ ) : cas du stockage.

### 4.3. Cyclages

Analysons une série de cycles de stockage et déstockage. Dans un premier temps, une série de 4 cycles complets a été réalisée (figure 7). La mesure de la production d'entropie interne au bout des 4 cycles montre bien qu'elle est la somme de la production de chacun des cycles (figure 8).

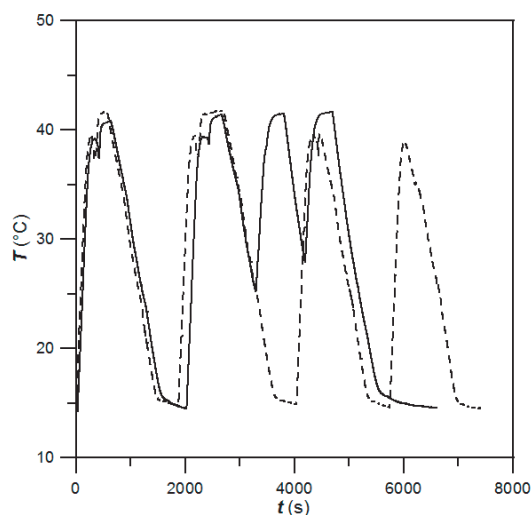


Figure 7 : Cycles de stockage et déstockage : évolutions des températures pour une série de cycles complets (-) et incomplets (- -).

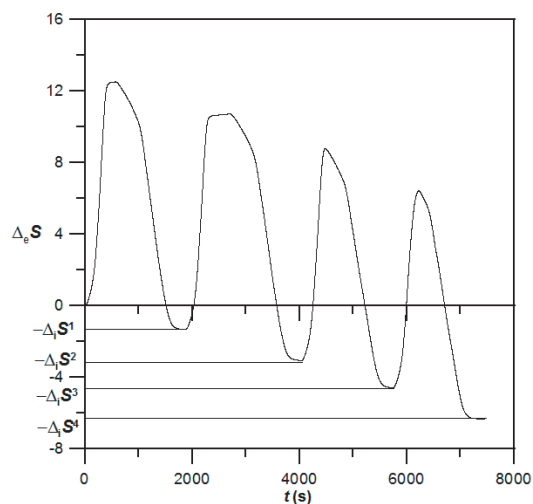


Figure 8 : Entropie échangée au cours du temps et production d'entropie ( $J.K^{-1}$ ) : cas de cycles complets.

Qu'en est-il lorsque certains cycles sont incomplets ? Autrement dit, quelle est l'influence de durées de stockage ou de déstockage écourtées sur l'efficacité du stockage ? Un tel cas se traduit, certes, par une quantité d'énergie stockée (ou déstockée) nécessairement plus faible que l'énergie maximale stockée (ou déstockée), mais en terme de production d'entropie, la réponse n'est pas si évidente. La figure 9 montre le cas d'une série de cycles dont certains ne sont pas

complets. On peut remarquer que, dans ce cas, la production d'entropie est bien plus faible (figure 10). La réelle production d'entropie peut même s'avérer difficile à mesurer.

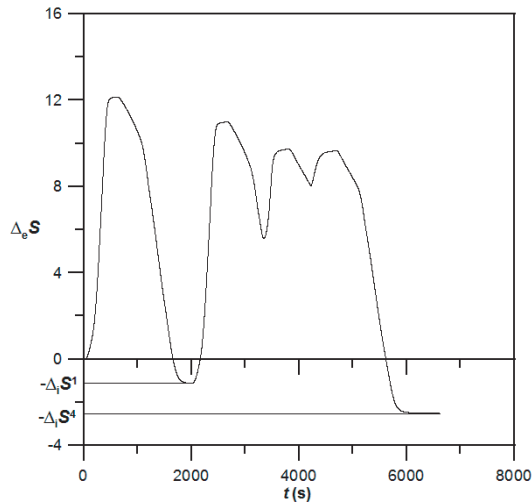


Figure 9 : Cycles de stockage et déstockage incomplets : entropie échangée au cours du temps et production d'entropie.

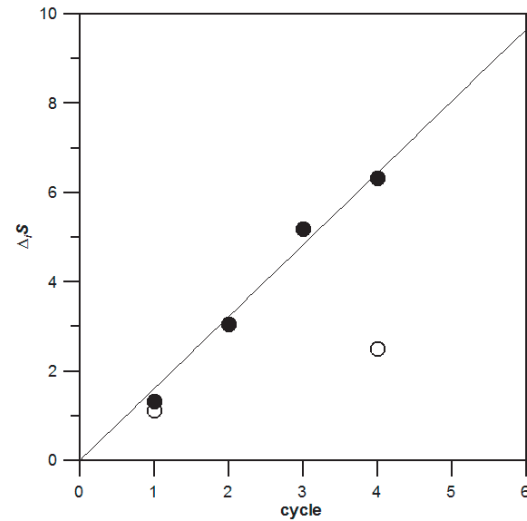


Figure 10 : Production d'entropie selon le nombre de cycle : comparaison entre cycles complets (●) et incomplets (○).

Néanmoins, ces résultats montrent que le mode de cyclage influence fortement l'efficacité. Le dimensionnement d'un module de stockage ne peut s'en tenir qu'à la seule quantité de matériau correspondant à une quantité d'énergie. Il s'avère qu'une partie du matériau est certes nécessaire au bon fonctionnement du système mais ne participe pas directement et réellement à la fonction de stockage. L'optimisation d'un tel procédé requiert donc la définition de la quantité de matériau qui contribue effectivement au stockage mais aussi qui répond à la problématique de transfert et donc de puissance. Ainsi, il serait intéressant de poursuivre ce type de mesure de façon systématique afin de mieux comprendre l'influence du mode de cyclage sur l'efficacité du stockage.

## 5. Conclusion

L'étude porte sur des matériaux de stockage thermique par chaleur latente qui sont constitués de paraffine imprégnée dans une matrice de graphite. Nous analysons les cycles de charge et de décharge à partir des bilans énergétique et entropique. Les mesures réalisées sur un montage expérimental conduisent à l'évaluation des propriétés de stockage et de transfert par traitement des températures et des flux superficiels. Selon la sollicitation imposée au matériau, il est possible de déterminer la résistance au transfert, la quantité d'énergie stockée mais aussi les irréversibilités. L'analyse montre que la caractérisation des propriétés de transfert peut être obtenue à partir du bilan d'entropie. Dans le cas de cycles complets, la production d'entropie est bien entendu la somme des  $n$  productions. L'étude de cycles incomplets nécessite une étude systématique afin de mieux comprendre l'influence sur l'efficacité de stockage.

## Références

- [1] P. Tittlein et al., Simulation of the thermal and energy behaviour of a composite material containing encapsulated-PCM : Influence of the thermodynamical modelling, *Applied Energy*, 140 (2015) 269–274.

- [2] F. Strub, J. Castaing-Lasvignottes, M. Strub, M. Pons, F. Monchoux, Second law analysis of periodic heat conduction through a wall, *Int. J. Thermal Science*, 44 (2005) 1154-1160.
- [3] C. Bartoli, Analysis of thermal irreversibilities in a homogeneous and isotropic solid, *Int. J. Thermal Science*, 44 (2005) 685-693.
- [4] B. Duthoit, A. Farza, P. Thiery, Mesure de la résistance thermique effective d'une paroi homogène par traitement d'un bilan d'entropie en régime variable, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 25-8 (1982) 1199-1207.
- [5] S. Mey-Cloutier, R. Olives, J.-M. Mancaux, Études en régime dynamique de matériaux de stockage thermique par bilans d'énergie et d'entropie. Congrès Français de Thermique SFT, Marseille, 30 mai – 2 juin 2017.

# Modélisation thermodynamique d'un moteur Ericsson en cycle ouvert

Martin QUINTANILLA<sup>1\*</sup>, François LANZETTA<sup>1</sup>, Sylvie BEGOT<sup>1</sup>, Pierre RANC<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS  
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France

<sup>2</sup>Ananké

Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France

\*(auteur correspondant : martin.quintanilmun@femto-st.fr)

**Résumé** - Cet article présente une amélioration du modèle thermodynamique en régime établi du moteur Ericsson en cycle ouvert. Le modèle présenté inclut un régénérateur dans la configuration du moteur. Ce modèle permet de prendre en compte les efficacités de l'échangeur et du régénérateur. Il permet également d'inclure des pertes de charge dans l'échangeur de chaleur et à l'admission dans l'enceinte de détente. L'étude paramétrique permet d'étudier l'influence des paramètres précédents sur les performances du moteur Ericsson.

## Nomenclature

$a$  coefficient de perte de charge  
 $C_p$  capacité calorifique à pression constante,  $J.kg^{-1}.K^{-1}$   
 $C_v$  capacité calorifique à volume constant,  $J.kg^{-1}.K^{-1}$   
 $e$  efficacité  
 $k$  coefficient polytropique  
 $m$  masse,  $kg$   
 $p$  pression,  $kPa$   
 $PM$  pression moyenne,  $kPa$   
 $r$  constante massique de l'air,  $J.kg^{-1}.K^{-1}$   
 $T$  température,  $K$   
 $V$  volume,  $m^3$   
 $W$  travail,  $kJ$

$\gamma$  coefficient isentropique

## Indices et exposants

$atm$  atmosphère  
 $C$  enceinte de compression  
 $E$  enceinte de détente  
 $EEVC$  avancement fermeture soupape d'échappement  
 $h$  entrée cylindre détente  
 $H$  échangeur de chaleur  
 $i$  début transformation  
 $in$  phase d'admission / admis  
 $j$  fin transformation  
 $out$  sortie du moteur  
 $R$  régénérateur  
 $sc$  sortie du compresseur  
 $x$  sortie du régénérateur

## Symboles grecs

$\alpha$  instant de fermeture de soupape

## 1. Introduction

La recherche et le développement de technologies favorisant l'efficacité énergétique et limitant la production de gaz à effet de serre et la consommation de carburants fossiles sont devenus incontournable dans le contexte énergétique actuel. Les machines à apport de chaleur externe (MACE), dont le moteur Ericsson fait partie, présentent l'avantage d'accepter différentes sources de chaleur [1], [2] : chaleur fatale, combustible fossiles, biomasse, énergie solaire, etc. Le moteur Ericsson peut être utilisé dans le domaine de la micro-cogénération [3], la conversion d'énergie à partir du solaire [4], [5] ou de la biomasse [6]. Le moteur Ericsson, dans sa configuration la plus simple, fonctionne suivant un cycle ouvert. Il est composé d'un cylindre de compression (C), d'un échangeur de chaleur (H) et d'un cylindre de détente (E). Il est possible d'ajouter un régénérateur (R) dont le rôle est de diminuer, autant que possible, la quantité d'énergie à apporter par l'échangeur principal (H). Le médium utilisé ici est directement le gaz qui traverse le compresseur et le détenteur. Le moteur Ericsson peut aussi

fonctionner en cycle fermé ; dans ce cas il faut ajouter un deuxième échangeur de chaleur afin de refroidir le gaz qui sort du détendeur en direction du compresseur. Finalement, on peut aussi considérer un régénérateur dans une configuration en cycle fermé [7]. Cet article complète le modèle thermodynamique du moteur Ericsson en régime établi développé pour la configuration en cycle ouvert [1] en intégrant un échangeur et un régénérateur. Le modèle inclut les efficacités thermiques et les pertes de charge de l'échangeur et du régénérateur ainsi que les pertes de charge à l'admission dans l'enceinte de détente.

## 2. Description du système

Le moteur Ericsson étudié correspond à un moteur qui fonctionne en cycle ouvert avec un régénérateur. Des soupapes sont présentes en entrée et sortie de chaque cylindre. Le schéma est montré dans la Figure 1. L'air est admis dans l'enceinte de compression (C) où il suit un cycle de compression jusqu'à la pression de fonctionnement du système  $p_h$ . Ensuite, le fluide de travail traverse le régénérateur (R) où il récupère une partie de l'énergie du fluide provenant du détendeur (E) avant qu'il ne soit évacué vers le milieu ambiant. Le fluide de travail traverse ensuite l'échangeur de chaleur (H) où il reçoit de l'énergie de la source chaude et atteint son niveau maximal d'énergie. Puis le fluide rentre dans l'enceinte de détente (E) où il est détendu, cette évolution permet de convertir l'énergie thermique sous forme de travail mécanique. Finalement, le fluide traverse le régénérateur (R) en direction du milieu extérieur ambiant.

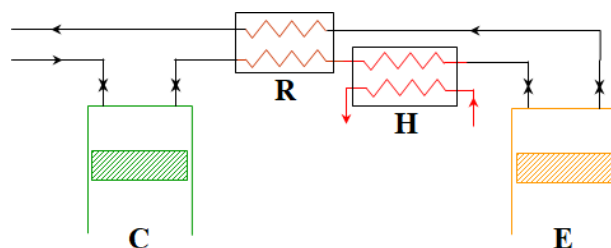


Figure 1 : Schéma du moteur Ericsson en cycle ouvert avec régénérateur

Les Figure 2 et Figure 3 montrent les cycles de compression et détente que décrit le fluide de travail. Le cycle thermodynamique de Joule est plus approprié que le cycle Ericsson pour décrire le fonctionnement du moteur [2], [3], [8]. La compression et détente, à l'intérieur des cylindres, sont considérées isentropiques. Dans le cas du détendeur le modèle permet de considérer une phase d'admission plus longue ( $1e-2'e$ ) provoquée par le retard dans la fermeture de la soupape d'admission, qui a par conséquent une détente partielle ( $2'e-3'e$ ) suivie d'un équilibrage de pression ( $3'e-3''e$ ). Une phase d'échappement plus courte ( $3e/3''e-0'e$ ) provoquée par l'avancement de la fermeture de la soupape d'échappement, donne une compression de la masse résiduelle dans le cylindre ( $0'e-0''e$ ) et donc une réduction de la phase d'équilibrage de pression ( $0''e-1e$ ) au lieu de ( $0e-1e$ ).

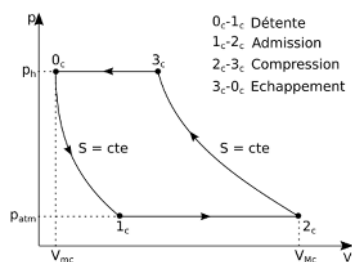


Figure 2 : Diagramme pression-volume du cycle de compression

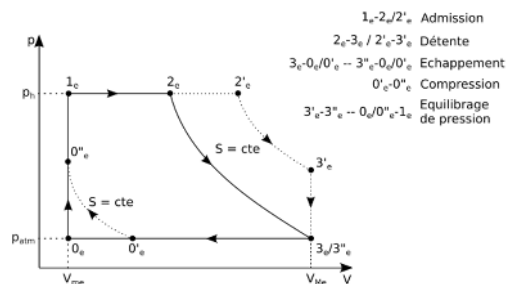


Figure 3 : Diagramme pression-volume du cycle de détente

### 3. Modèle thermodynamique

Le modèle thermodynamique en régime établi pour un moteur Ericsson en cycle ouvert sans régénérateur proposé par Creyx et al. [1] est repris dans nos travaux, puis amélioré. Le transfert de chaleur aux parois de cylindres n'est pas pris en compte, il affecte peu les paramètres de fonctionnement et la performance du moteur [9], [10]. Le fluide de travail est de l'air assimilé à un gaz parfait. Le modèle amélioré proposé dans l'article permet de tenir compte de l'efficacité de l'échangeur (H), laquelle peut varier entre zéro et un. Le régénérateur (R) a été inclus dans le modèle et son efficacité peut aussi varier. Les pertes de charge dans l'échangeur de chaleur, le régénérateur et la phase d'admission dans l'enceinte de détente sont également considérées.

Les données d'entrée du modèle sont la pression et températures atmosphériques, la pression de travail du système, les pertes de charge dans l'échangeur, le régénérateur et à l'admission dans l'enceinte de détente, les instants de fermeture des soupapes du cylindre de détente, les volumes morts des cylindres de compression et détente, le volume maximum du cylindre de détente, la température de la source chaude, les efficacités de l'échangeur de chaleur et du régénérateur et la vitesse de rotation.

#### 3.1. Compression et détente

La pression et la température du fluide de travail au début et à la fin des phases de compression et détente sont obtenues d'après les équations (1) et (2) et le travail polytropique  $W_{ij}$  avec l'équation (3). Dans le cas d'un processus isentropique, le coefficient polytropique  $k$  est égal à  $\gamma$ .

$$p_j = p_i (V_i/V_j)^k \quad (1)$$

$$T_j = T_i (p_j/p_i)^{\frac{k-1}{k}} \quad (2)$$

$$W_{ij} = m \frac{r}{\gamma - 1} (T_j - T_i) \quad (3)$$

#### 3.2. Admission d'air

L'admission d'air correspond à la phase (1<sub>c</sub>-2<sub>c</sub>) dans le compresseur, Eq.(4). Dans le détendeur, l'admission est composée d'un équilibrage de pression (0<sub>e</sub>-1<sub>e</sub>) ou (0'<sub>e</sub>-1<sub>e</sub>), Eq.(5), suivie d'une admission à pression constante dans le cas idéal (1<sub>e</sub>-2<sub>e</sub>) ou (1<sub>e</sub>-2'<sub>e</sub>), (cf. Figure 3).

$$m_{in} = p (V_j - V_i)/(rT) \quad (4)$$

$$m_{ij} = (p_h - p_i)V_{me}/(\gamma r T_h) \quad (5)$$

La température à la fin de l'admission a pour expression :

$$T_j = (m_1 T_i + m_{in} T)/(m_1 + m_{in}) \quad (6)$$

Avec  $p = p_{atm}$  et  $T = T_{atm}$  dans le cas du compresseur et  $p = p_h$  et  $T = T_h$  pour le détendeur. Dans le détendeur la masse en 1<sub>e</sub> sera la masse résiduelle en 0'<sub>e</sub> plus la masse admise pendant la phase d'équilibrage.

Le travail transféré dans le cas du compresseur est obtenu d'après l'équation (7) :

$$W_{in} = m_1 r T_i - (m_{in} - m_1) r T_j \quad (7)$$

Pour le détendeur le modèle permet de considérer une perte de charge pendant la phase d'admission, dans ce cas la masse en 2'<sub>e</sub> sera calculée avec l'équation (8) :

$$m_i = (p_i V_i) / (r T_i) \quad (8)$$

La masse du cycle  $m_{cycle}$  correspond à la somme des masses admises pendant la phase d'équilibrage de pression et la phase de déplacement dans l'enceinte de détente. La valeur de la masse  $m_{cycle}$  est la même dans les deux enceintes : détente et compression.

Dans le cas de l'enceinte de détente avec une perte de charge, la pression en 2'e est donnée par l'équation (9), où  $a_E$  est un coefficient qui représente un pourcentage de la perte de charge.

$$p_j = (1 - a_E) p_i \quad (9)$$

Le travail sera calculé avec l'équation (10) :

$$W_{ij} = \left[ \frac{2 - a_E}{2} \right] \left[ m_1 r T_i - (m_{in} - m_1) r T_j \left( \frac{p_i}{p_j} \right) \right] \quad (10)$$

### 3.3. Échappement d'air

Pour le calcul du travail dans la phase d'échappement et le calcul de la température à la sortie du détendeur, le travail de Creyx et al. [1] a été repris de façon identique.

### 3.4. Échangeur de chaleur et Régénérateur

L'efficacité du régénérateur et de l'échangeur de chaleur est considérée dans le modèle. Elles varient sur une plage entre 0 et 1, ce qui permet de réaliser une étude paramétrique. Les valeurs d'efficacité auront une influence sur la température à la sortie du régénérateur  $T_x$  et à la sortie de l'échangeur de chaleur  $T_h$ . Les températures sont données par :

$$T_x = (T_{out} - T_{0c}) e_R + T_{0c} \quad (11)$$

$$T_h = (T_{sc} - T_x) e_H + T_x \quad (12)$$

Les pressions à la sortie de l'échangeur de chaleur et le régénérateur sont calculées en employant l'équation (9) qui considère un coefficient de perte de charge pour l'échangeur de chaleur  $a_H$  et pour le régénérateur  $a_R$ . Pour l'étude paramétrique réalisée, le coefficient de perte de charge varie entre 0 et 0,1 ce qui correspond à un cas sans perte de charge et une perte de charge de 10% respectivement par rapport à la pression d'entrée dans chaque élément.

## 4. Résultats et discussions

Les performances du moteur Ericsson sont évaluées avec le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et la pression moyenne PM. Le rendement thermodynamique est calculé comme le rapport entre le travail net obtenu du moteur Ericsson et la chaleur fournie à l'air dans l'échangeur de chaleur. La pression moyenne correspond au rapport entre le travail net obtenu du moteur et la cylindrée de l'enceinte de détente.

### 4.1. Instant de fermeture des soupapes d'admission et échappement

Les Figure 4 et Figure 5 montrent les résultats pour le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et la pression moyenne PM en fonction du coefficient de retard de fermeture d'admission  $\alpha_{in}$  pour différentes pressions. La valeur minimale du coefficient de retard de fermeture de l'admission  $\alpha_{in}$  correspond à une détente complète et augmente pour les pressions plus faibles. Pour une pression fixée le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et la pression moyenne PM augmentent jusqu'à un maximum puis ils diminuent lorsque le coefficient de retard de fermeture de l'admission  $\alpha_{in}$  augmente. Un coefficient de retard de fermeture de l'admission  $\alpha_{in}$  plus élevé



signifie une masse d'air admise plus importante, donc un besoin de chaleur plus important à fournir par l'échangeur de chaleur et d'un autre côté un travail net plus faible.

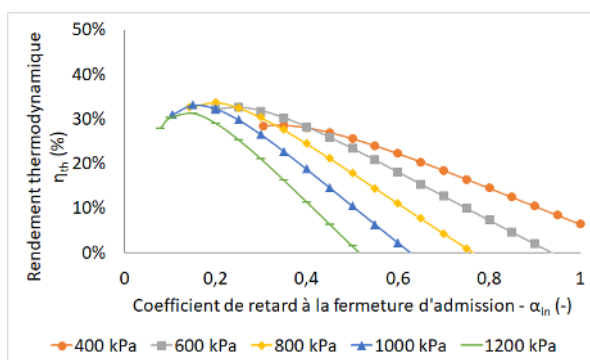


Figure 4 : Rendement thermodynamique en fonction du coefficient de fermeture d'admission.

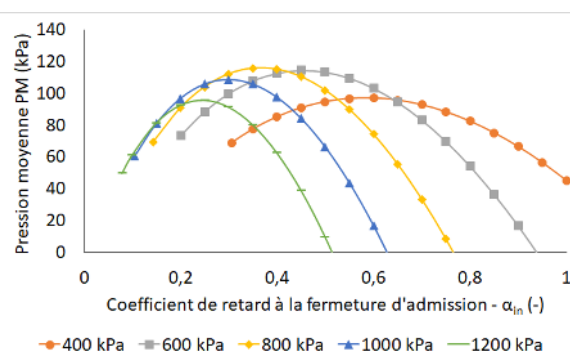


Figure 5 : Pression moyenne en fonction du coefficient de fermeture d'admission.

Les Figure 6 et Figure 7 montrent les résultats pour le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et la pression moyenne PM en fonction du coefficient de fermeture de la soupape d'échappement  $\alpha_{EEVC}$  pour différentes pressions. Les valeurs du coefficient peuvent varier entre 0 et une valeur maximale fixée par la pression d'entrée dans le détendeur. Le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  atteint son maximum pour des valeurs du coefficient de fermeture de la soupape d'échappement proches de son maximum. L'augmentation de la valeur d' $\alpha_{EEVC}$  réduit la masse du cycle, donc un besoin de chaleur plus faible. Le travail net atteint un maximum et après diminue, son maximum correspond à une valeur du coefficient qui n'est pas la même que celle qui correspond au rendement thermodynamique maximum.

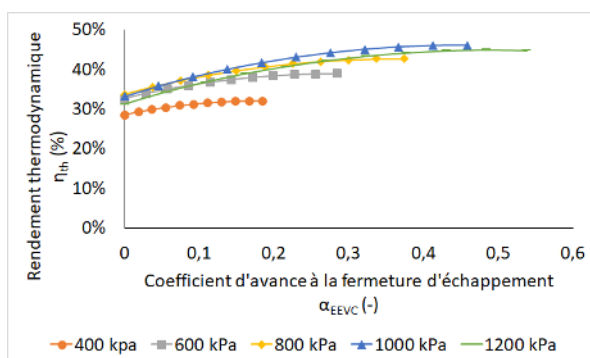


Figure 6 : Rendement thermodynamique en fonction du coefficient de fermeture d'échappement.

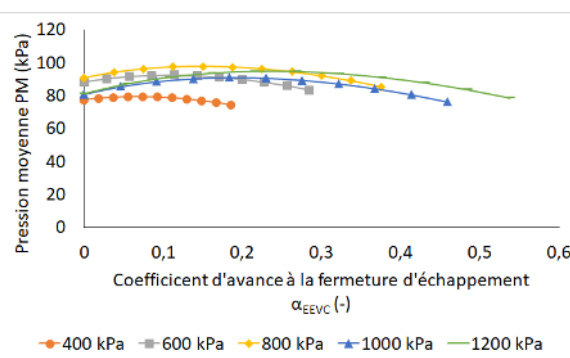


Figure 7 : Pression moyenne en fonction du coefficient de fermeture d'échappement.

Les valeurs du coefficient de fermeture de la soupape d'admission  $\alpha_{in}$  et d'échappement  $\alpha_{EEVC}$  qui permettent d'obtenir un rendement thermodynamique maximum sont les suivantes :

pression	kPa	400	600	800	1000	1200
$\alpha_{in}$	-	0,35	0,25	0,2	0,15	0,15
$\alpha_{EEVC}$	-	0,185	0,284	0,375	0,459	0,484

Tableau 1 : Valeurs d' $\alpha_{in}$  et  $\alpha_{EEVC}$  qui optimisent le rendement thermodynamique

#### 4.2. Influence de l'efficacité de l'échangeur et du régénérateur

Les coefficients de fermeture des soupapes sont fixés d'après les valeurs obtenus. On réalise une étude paramétrique pour l'efficacité de l'échangeur de chaleur. La Figure 8 montre que le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  augmente avec l'efficacité de l'échangeur. L'augmentation de l'efficacité de l'échangeur de chaleur a pour résultat une diminution de la masse admise, donc une réduction du travail consommé par le compresseur pour un travail fixe fourni par le détenteur. Le  $\eta_{th}$  augmente fortement pour  $0 < e_H < 0,3$  puis tend vers une valeur constante. La Figure 9 montre que la pression moyenne PM augmente avec l'efficacité de l'échangeur, c'est qui est cohérent avec la diminution du travail consommé pour un travail produit fixe.

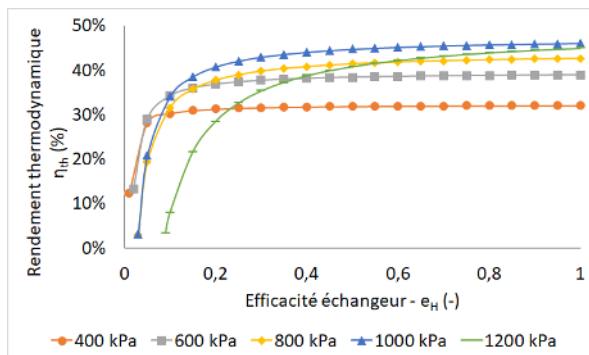


Figure 8 : Rendement thermodynamique en fonction de l'efficacité de l'échangeur.

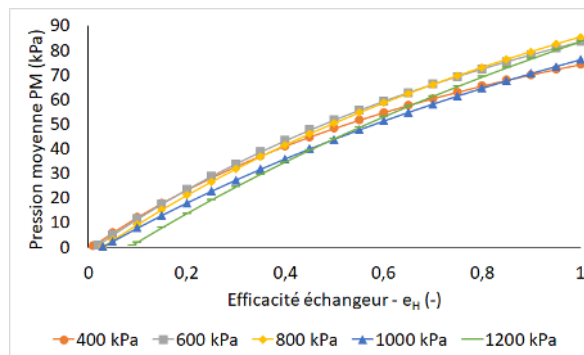


Figure 9 : Pression moyenne en fonction de l'efficacité de l'échangeur.

Les Figure 10 et Figure 11 montrent le comportement du rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et de la pression moyenne PM en fonction de l'efficacité du régénérateur pour une efficacité de l'échangeur de chaleur fixé à 0,8 [3], [11]. Le régénérateur améliore les performances du moteur pour une pression de 400kPa. La masse admise, le besoin d'énergie dans l'échangeur de chaleur et le travail du compresseur diminuent. Pour les pressions plus élevées le comportement est inversé. Cela est dû au fait que la température à la sortie du compresseur est plus élevée qu'à la sortie du détenteur, par conséquent le régénérateur refroidit l'air au lieu de le préchauffer. Afin d'augmenter la température à la sortie du détenteur on peut : augmenter le coefficient de fermeture de la soupape d'admission, diminuer le coefficient de fermeture de la soupape d'échappement ou les deux en simultanément. Cette modification fait sortir le moteur de son rendement thermodynamique maximum initial et il reste à étudier si les nouveaux coefficients suffiront pour atteindre une température de sortie du détenteur plus élevée qu'à la sortie du compresseur, en particulier pour les pressions les plus importantes.

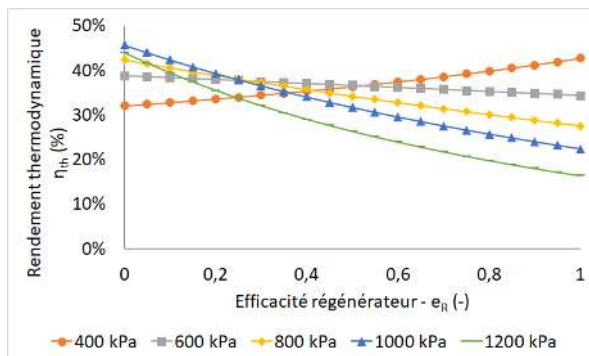


Figure 10 : Rendement thermodynamique en fonction de l'efficacité du régénérateur.

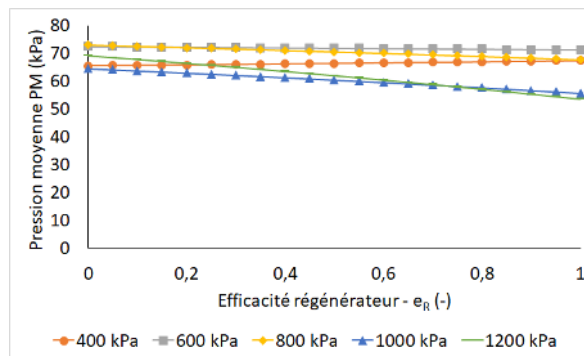


Figure 11 : Pression moyenne en fonction de l'efficacité du régénérateur.

### 4.3. Pertes de charge dans l'échangeur de chaleur et dans l'enceinte de détente

Les coefficients de fermeture des soupapes  $\alpha_{in}$  et  $\alpha_{EVC}$  optimaux sont recalculés pour chaque valeur de perte de charge. L'efficacité de l'échangeur de chaleur est fixée à 1 et on ne considère pas la présence du régénérateur. Le coefficient de pertes varie sur une plage entre 0 et 0,1.

Les Figure 12 et Figure 13 montrent le comportement du rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et la pression moyenne PM en fonction des pertes de charge dans l'échangeur de chaleur. Le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et la pression moyenne PM diminuent avec l'augmentation des pertes de charge dans l'échangeur. On obtient une diminution de la masse admise, du travail consommé par le compresseur, du travail fourni par le détenteur et de la chaleur transmise à l'air dans l'échangeur de chaleur. Le travail fourni par le détenteur décroît de façon plus importante que le travail consommé et la chaleur transférée, c'est qui explique la dégradation des performances. Pour une pression fixée, si la perte de charge est assez importante, les coefficients de fermeture de soupapes optimaux se décalent ce qui explique les sauts observés pour les pressions de 600 et 1000kPa.

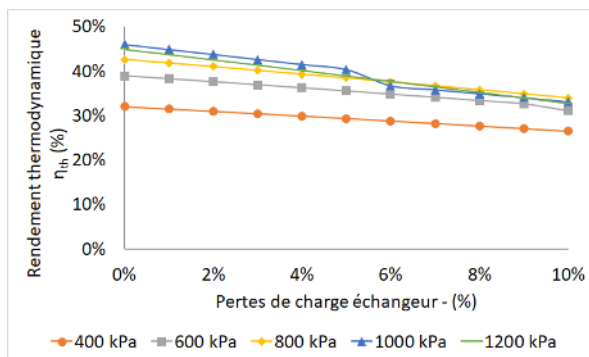


Figure 12 : Rendement thermodynamique en fonction des pertes de charge dans l'échangeur.

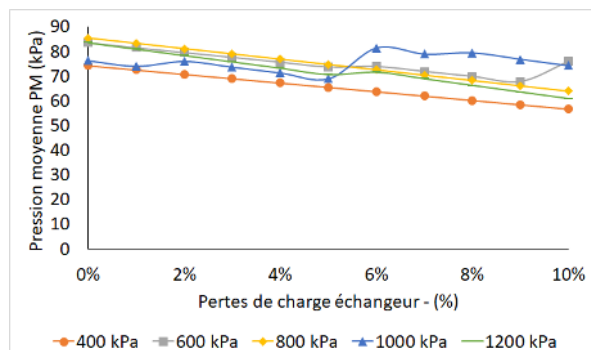


Figure 13 : Pression moyenne en fonction des pertes de charge dans l'échangeur.

Les Figure 14 et Figure 15 montrent le comportement du rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  et la pression moyenne PM en fonction des pertes de charge à l'admission dans l'enceinte de détente. Le rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  s'améliore et la pression moyenne PM diminue avec l'augmentation des pertes de charges. Les résultats obtenus donnent une diminution de la masse admise, du travail consommé par le compresseur, du travail produit par le détenteur et du besoin de chaleur transmise dans l'échangeur de chaleur. L'explication pour l'augmentation du rendement thermodynamique  $\eta_{th}$  est que la chaleur fournie dans l'échangeur diminue de façon plus importante que le travail produit par le moteur. La pression moyenne PM diminue à cause de la diminution du travail fourni par le moteur avec une cylindrée qui reste fixe.

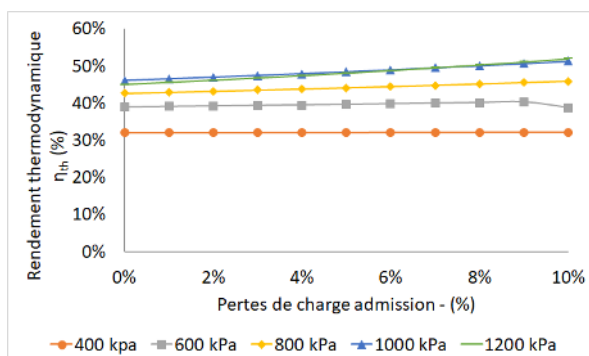


Figure 14 : Rendement thermodynamique en fonction des pertes de charge à l'admission.

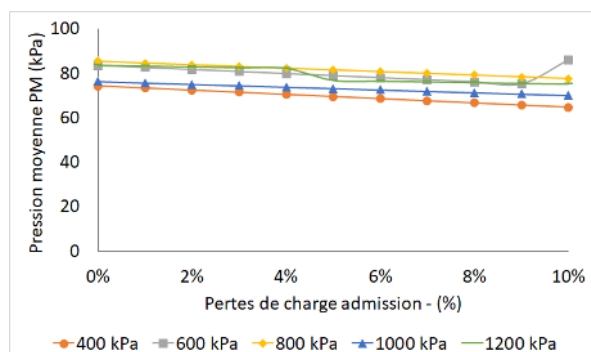


Figure 15 : Pression moyenne en fonction des pertes de charge à l'admission.

## 5. Conclusion

Le modèle présenté permet d'étudier un moteur Ericsson en cycle de Joule. Les configurations que l'on peut simuler et analyser correspondent au moteur en cycle ouvert sans régénérateur et avec régénérateur. Sans considérer les pertes et l'efficacité des échangeurs, les meilleures performances sont obtenues pour une plage de pression entre 600 et 1200 kPa. Avec les hypothèses du modèle, pour une pression fixée, l'efficacité de l'échangeur de chaleur n'a pas une influence importante sur le rendement du moteur, sauf pour des valeurs faibles d'efficacité, mais a une influence sur la puissance produite. La présence d'un régénérateur n'améliore les performances que pour la pression de 400kPa, au-delà il a un impact négatif sur les performances du moteur. Les pertes de charge dans l'échangeur ont un impact négatif sur les performances du moteur Ericsson. Les pertes de charge à l'admission dans le cylindre de détente peuvent améliorer légèrement le rendement thermodynamique mais avec une réduction de la puissance produite. Les résultats montrent que le moteur étudié peut être utilisé dans la micro-cogénération et aussi pour récupérer de l'énergie contenue dans les rejets thermiques des usines.

## Références

- [1] M. Creyx, E. Delacourt, C. Morin, B. Desmet, and P. Peultier, Energetic optimization of the performances of a hot air engine for micro-CHP systems working with a Joule or an Ericsson cycle, *Energy*, 49 (2013), 229-239.
- [2] P. Stouffs, Hot air engines, *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 4-2, (2011), 1-8.
- [3] S. Bonnet, M. Alaphilippe, and P. Stouffs, Energy, exergy and cost analysis of a micro-cogeneration system based on an Ericsson engine, *International Journal of Thermal Sciences*, 44-12, (2005), 1161-1168.
- [4] M. Alaphilippe, S. Bonnet, and P. Stouffs, Low Power Thermodynamic Solar Energy Conversion: Coupling of a Parabolic Trough Concentrator and an Ericsson Engine, *International Journal of Thermodynamics*, 10-1, (2007), 37-45.
- [5] M. Alaphilippe, M. Perier-Muzet, P. Sène, and P. Stouffs, Etude d'un moteur Ericsson coupé avec un concentrateur solaire cylindro-parabolique, *Actes du congrès français de thermique, SFT 2013*.
- [6] M. Creyx, Etude théorique et expérimentale d'une unité de micro-cogénération biomasse avec moteur Ericsson, Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2014.
- [7] P. Stouffs, Le moteur d'Ericsson, un moyen de valorisation de l'énergie thermique à réhabiliter ?, *Revista Termotecnica*, 2 (2002), 37-42.
- [8] S. Bonnet, M. Alaphilippe, and P. Stouffs, Etude énergétique d'un moteur à apport de chaleur externe de type 'ERICSSON' pour des applications de micro-cogénération, *Actes du congrès français de thermique, SFT 2004, T2*, 933-938.
- [9] M. Fula, F. Sierra, and P. Stouffs, Etude théorique de l'influence des transferts thermiques au travers des parois des cylindres d'un moteur Ericsson, *Actes du congrès français de thermique, SFT 2012, T1*, 316-323.
- [10] A. Fula, P. Stouffs, and F. Sierra, In-cylinder Heat Transfer in an Ericsson Engine Prototype, *Renewable Energy & Power Quality Journal*, Vol.1, No.11, March 2013, 1260-1265.
- [11] M. Blaise, Contribution au développement des moteurs à apport de chaleur externe utilisés pour la conversion des rejets thermiques industriels en électricité. Modélisation et optimisation thermodynamique d'un nouveau convertisseur : Turbosol, Thèse de Doctorat, Université de Lorraine, 2016.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la Région Bourgogne Franche-Comté (Convention 2017Y-01206) pour son soutien financier dans le déroulement des travaux.

# Etude d'un ballon de stockage thermique – Du modèle multiphysique 3D vers un modèle adapté aux simulations énergétiques du bâtiment.

Brice TREMEAC<sup>1\*</sup>, Elie TERZIBACHIAN<sup>1,2</sup>, Philippe ESPARCIEUX<sup>2</sup>, Christophe MARVILLET<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Chimie Moléculaire, Génie des Procédés Chimiques et Energétiques (EA 7341), équipe Energétique des Systèmes pour l'Industrie et le Bâtiment  
Le Cnam, 292 Rue Saint-Martin – 75003 Paris

<sup>2</sup>AtiSys Concept

901 Av. Alphonse Laval BP 145 La Farlede – 83088 Toulon cedex 9

\*(auteur correspondant : [brice.tremeac@lecnam.net](mailto:brice.tremeac@lecnam.net))

**Résumé** - Le travail présenté ici propose une approche de modélisation et de simulation dynamique d'un ballon de stockage d'eau par chaleur sensible qui répond aux contraintes particulières suivantes : assurer une modélisation « fine » à partir de la résolution des équations de Navier-Stokes du ballon de stockage et réaliser une modélisation dynamique d'un système thermique associant des divers composants techniques d'un circuit et ceci avec des temps de calcul raisonnables, compatibles avec les pratiques courantes des bureaux d'étude spécialisés en conception d'installations.

## Nomenclature

$c_p$	capacité thermique, J.kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$D$	diamètre, m
$g$	accélération de la pesanteur, m.s <sup>-2</sup>
$H$	hauteur, m
$k$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$P$	pression, Pa
$T$	température, K
$t$	temps, s
$V$	volume, m <sup>3</sup>
$v$	vitesse, m.s <sup>-1</sup>

## *Symboles grecs*

$\alpha$	diffusivité thermique, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$\beta$	coefficient d'expansion, -
$\emptyset$	variable, -
$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>3</sup>
$\mu$	viscosité dynamique, Pa.s

## 1. Introduction

Dans le domaine du bâtiment, la démarche d'amélioration de l'efficacité énergétique doit être pensée globalement : à la fois sur l'enveloppe du bâti mais également sur les équipements et systèmes énergétiques. Pour que la démarche soit complète, elle devra intégrer le recours aux énergies renouvelables. Ceci réclame une attention particulière aux composants techniques mais également au couplage de ces composants au travers d'architectures « système » adaptées. Par exemple, l'utilisation d'une machine thermodynamique pour le rafraîchissement d'un bâtiment BBC peut entraîner un nombre de cycle marche/arrêt excessif du compresseur entraînant une dégradation accélérée de celui-ci [1]. De plus, l'utilisation de plus en plus fréquente des énergies renouvelables intermittentes, afin de répondre aux contraintes réglementaires, entraîne un déphasage entre « offre » et « demande » énergétique. Pour remédier à ces différents points, l'utilisation du stockage thermique s'avère être une solution pertinente.

L'évaluation saisonnière ou annuelle des consommations énergétiques (kWh/an ou kWh<sub>ep</sub>/an) doit être réalisée à partir d'une simulation – à minima – horaire du fonctionnement du système intégrant les données climatiques, les données d'usage et les spécificités des équipements, etc. Il deviendra donc indispensable, pour les installations actives du bâtiment, de réaliser ces simulations dynamiques et donc de disposer d'outils adaptés à ces exigences. C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail.

Un état de l'art sur les études de modélisations numériques de réservoir de stockage d'eau a montré deux grandes méthodologies de modélisation disponibles dans la littérature : la modélisation simplifiée (ou 1D, écoulement piston) [2] et la modélisation CFD [3]. La première est rapide au niveau du prototypage et du temps de calcul mais manque de précision. La deuxième présente des résultats avec une précision élevée mais nécessite un temps de calcul trop élevé et une forte expertise pour l'utilisateur final. Un besoin de trouver un compromis entre ces deux méthodes est nécessaire pour que l'analyse et la gestion à long terme des systèmes énergétiques deviennent plus fiables que les analyses réalisées actuellement.

Ainsi, afin de faire une évaluation annuelle, un temps de calcul réduit est indispensable et une précision suffisante est nécessaire pour pouvoir répondre aux délais des bureaux d'étude. Cette double exigence, souvent antagoniste, est le socle de ce papier qui présentera tout d'abord un modèle type CFD en 3D d'un ballon vertical de stockage sensible d'eau puis la mise en place d'un méta-modèle qui pourra être intégré à des outils de simulations énergétiques.

## 2. Cas d'étude et mise en équations

### 2.1. Cas d'étude et maillage

Le domaine d'étude qui est adopté est un cylindre vertical de hauteur  $H_{\text{ballon}}$  et de diamètre  $D_{\text{ballon}}$  qui représente une forme de ballon de stockage assez répandue sur le marché. La méthode de discrétisation en volumes finis est ensuite appliquée [4]. Tout d'abord le domaine d'étude est discrétisé en un nombre fini de volumes de contrôle non superposés comme le montre la Fig. 1.

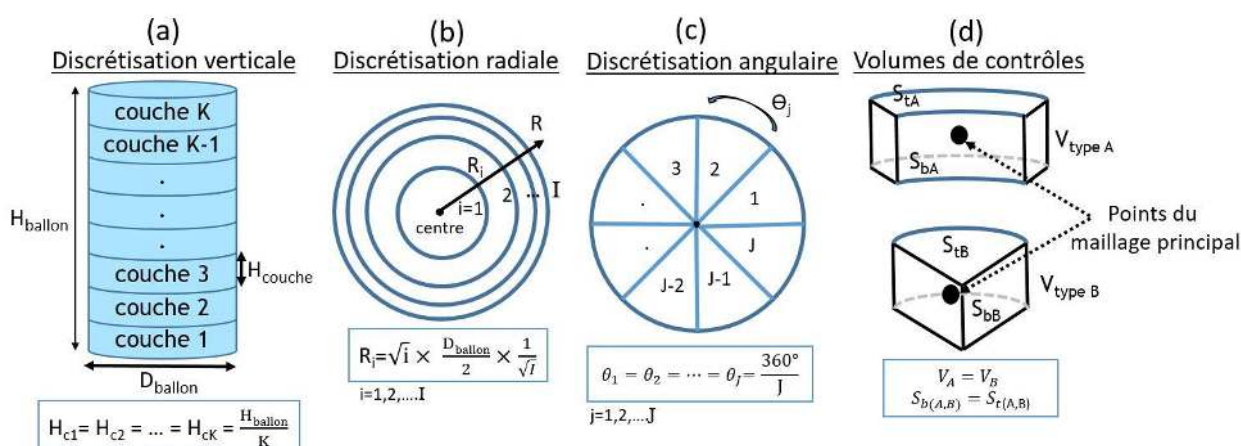


Figure 1 : Discretisation du domaine d'étude

Ce maillage est désigné comme étant le maillage principal. Les centres des volumes de contrôle représentent les points nodaux de ce maillage. La Fig. 2 montre une représentation d'un volume de contrôle typique en coordonnées cylindriques. Les indices N, S, W, E, B et T



représentent respectivement la position des voisins par rapport au point nodal P (N : Nord, S: Sud, W: Ouest, E: Est, B: Bas, T: Haut).

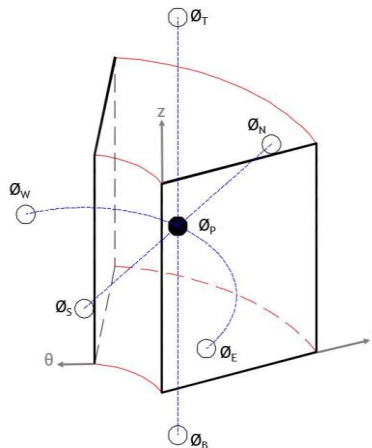


Figure 2 : Emplacement des points nodaux sur le maillage principal et de leurs voisins suivant ( $r$ ,  $\theta$  et  $z$ ).

De plus, trois maillages décalés sont définies pour chaque direction ( $r$ ,  $\theta$  et  $z$ ). Les variables scalaires pression et température sont évaluées sur les points du maillage principal, tandis que les trois composantes de la vitesse sont évaluées sur les maillages décalés.

Pour cet article, le ballon est divisé en quatre couches découpées en six volumes de contrôle (Fig. 3). L'injection a lieu sur la couche du bas (zone 221) et l'extraction par le haut du bas (zone 224). Injection et extraction se font à débit constant. La méthodologie pour la mise en place du méta-modèle est appliquée à la zone 222.

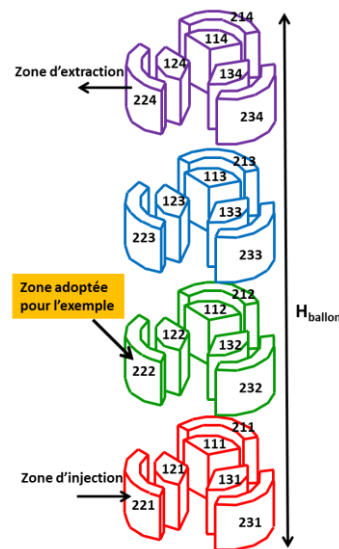


Figure 3 : Exemple de découpage en volumes de contrôle d'un ballon de stockage.

Le cas d'étude est un ballon de 300L avec des parois adiabatiques avec un débit d'injection de 0,04 kg/s et la température pouvant varier de 20 à 60 °C pour du stockage d'eau chaude ou de 6 à 20 °C pour du stockage d'eau glacée.

## 2.2. Mise en équation pour le modèle CFD

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie ont été donc traitées en trois dimensions. Le fluide de travail est l'eau et les variables étudiées sont la température, la pression et le vecteur vitesse. Ces équations sont, mises sous le format générique d'équation de convection et de diffusion, représenté par l'équation 1. Les termes de cette équation sont explicités sur la table 1

$$\begin{aligned}
 & \text{terme transitoire} \quad \frac{\partial \varnothing}{\partial t} + \overbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r \varnothing)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (v_\theta \varnothing)}{\partial \theta} + \frac{\partial (v_z \varnothing)}{\partial z}}^{\text{terme convectif}} \\
 & = \Gamma \overbrace{\left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varnothing}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varnothing}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varnothing}{\partial z^2} \right]}^{\text{terme diffusif}} + \text{terme de source } \hat{S}_\varnothing
 \end{aligned} \tag{1}$$

	$\varnothing$	$\Gamma$	$\hat{S}_\varnothing$
Masse	1	0	0
Quantité de mouvement (r)	$v_r$	$\frac{\mu}{\rho}$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_d}{\partial r} - g_r \beta (T - T_{ref}) + \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\tau_{\theta\theta}}{r}$
Quantité de mouvement ( $\theta$ )	$v_\theta$	$\frac{\mu}{\rho}$	$-\frac{1}{r\rho} \frac{\partial p_d}{\partial \theta} - g_\theta \beta (T - T_{ref}) + \frac{v_r v_\theta}{r}$
Quantité de mouvement (z)	$v_z$	$\frac{\mu}{\rho}$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_d}{\partial z} - g_z \beta (T - T_{ref})$
Energie	T	$\frac{k}{\rho c_p}$	$\frac{S_T}{\rho c_p}$

Table 1 : Termes de l'équation de convection-diffusion pour le cas étudié

Les hypothèses de calculs sont les suivantes : écoulement incompressible et laminaire ; comportement newtonien ; propriétés physiques du fluide constantes à l'exception des variations de la masse volumique traitées en supposant une approximation de Boussinesq ; dissipation visqueuse dans l'équation de l'énergie négligeable ; pas de milieu rayonnant ; quantité d'eau dans le ballon constante.

L'intégration de l'équation a été réalisée par une méthode multi-grilles pour un maillage fin et la méthode itérative de Gauss-Seidel pour un maillage grossier. Les problèmes associés aux non-linéarités dans l'ensemble des équations et la liaison entre la pression et la vitesse sont résolus en adoptant une stratégie de solution itérative à l'aide de l'algorithme SIMPLE [4].

L'ensemble des équations a été traité sous l'environnement Matlab.



### 2.3. Méthodologie pour la mise en place d'un méta-modèle

Dans cette démarche, nous nous intéressons à connaître deux caractéristiques sur l'échange entre deux zones adjacentes : (1) le sens dans lequel cet échange a lieu, (2) la variation de la valeur quantitative de cet échange.

Pour la caractéristique 1 et comme la continuité des écoulements est déjà conservée à travers la correction de la pression entre les volumes de contrôle dans l'équation de conservation de masse à travers l'algorithme SIMPLE, nous évaluons alors l'écart entre la température moyenne d'une zone et celles des zones voisines. Dans le cas de la zone 222 (Fig.3), les cinq écarts de températures sont évalués par rapport à l'écart entre la température d'entrée et la température de la zone d'injection pour calculer un pourcentage d'échange. Par exemple, pour du stockage d'eau chaude, la température d'entrée est de 20 °C et la température de la zone d'injection de 60 °C.

Pour la caractéristique 2, un champ dynamique (i.e. fonction du temps) de température en 3D est défini à chaque pas de temps en fonction de l'énergie provenant de l'eau entrant dans le ballon. De cette façon le modèle aura le même temps de résolution qu'un modèle 1D mais avec l'avantage d'utiliser un champ dynamique de température tridimensionnel plus élaboré que le profil unidirectionnel adopté par les modèles 1D.

## 3. Résultats

### 3.1. Modèle type CFD

Les résultats du modèle type CFD sont comparés aux résultats de la littérature. Un exemple de validation est donné à la Fig 4 à l'aide des travaux de [5]. L'écart ne dépasse pas 4,5%. Cet écart absolu maximum se situe en haut du ballon dans la zone d'injection et se réduit progressivement dans le sens descendant vers la zone de puisage en bas du ballon. Ceci peut être expliqué par le fait que la zone en amont de la thermocline est fortement perturbée par l'écoulement entrant dans le ballon tandis que la zone en aval ne l'est que lorsque la thermocline la traverse.

En plus de la validation du modèle, nous souhaitons montrer l'intérêt de la modélisation type CFD développée suivant la démarche développée précédemment. Pour cela, nous confrontons les résultats numériques d'un modèle 1D (multicouches, modèle classique type piston utilisé fréquemment dans les outils de simulations type Trnsys) et ceux de notre modèle à des mesures expérimentales [6]. Les résultats des Fig. 5 et 6 sont présentés en fonction d'un temps adimensionné ( $t^*$ ) pour faciliter la comparaison (ratio entre le temps et le temps maximal de décharge). La Fig 5 montre que le modèle 1D sous-estime la décharge du ballon, c'est-à-dire que la température d'une couche calculée par le modèle numérique prend plus de temps pour atteindre sa température finale (température d'injection) par rapport à ce qui a été mesuré expérimentalement. L'écart absolu maximal atteint la valeur (0,2 à  $t^*=0,66$ ) sur la couche 4. Ainsi, l'utilisation de ce type de modèle pour le dimensionnement ou la simulation d'une chaîne énergétique incluant un ballon de stockage peut entraîner des résultats nettement faussés de par l'imprécision du modèle 1D.

La Fig 6 montre que le modèle 3D (multizones) présente une meilleure estimation de la décharge avec une meilleure cohérence entre les thermographes calculés numériquement et ceux mesurés expérimentalement. Dans ce cas, l'écart absolu maximal ne dépasse pas 0,1 (à  $t^*=0,2$ ) sur la couche 2.

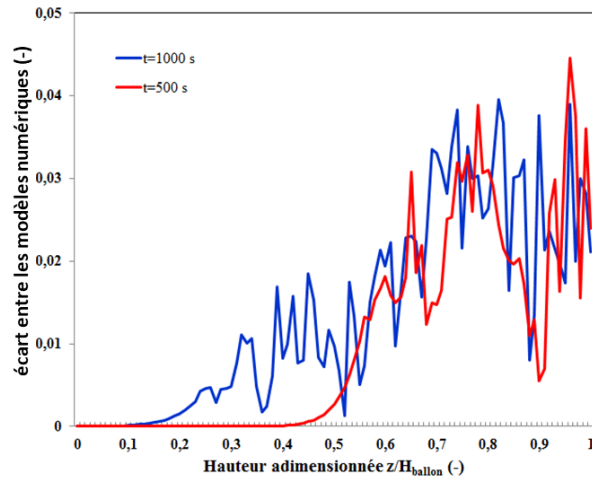


Figure 4 : *Ecart de températures entre le modèle CFD et les résultats numériques de [5] en fonction de la hauteur adimensionnée à deux instants différents.*

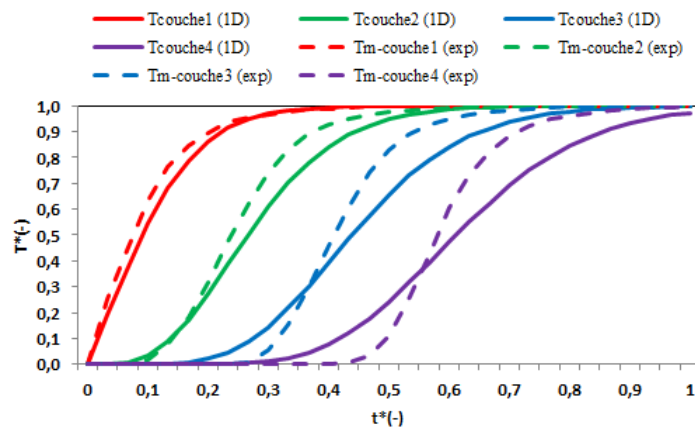


Figure 5 : *Thermographes des mesures expérimentales et de la simulation du modèle type 1D (multicouches, écoulement piston)*

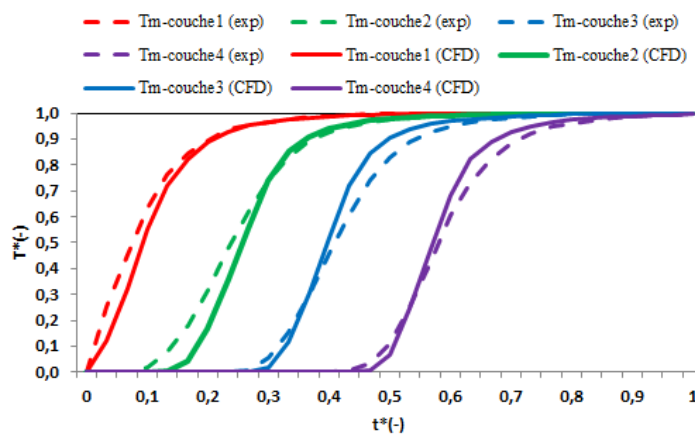


Figure 6 : *Thermographes des mesures expérimentales et de la simulation du modèle type CFD (multizones)*

### 3.2. Résultats du méta-modèle

La Fig. 7 présente un exemple de champ de température (3D) à l'instant  $t=30$  minutes du début de l'injection de l'eau. Chaque flèche représente le sens du flux thermique entre deux zones à cet instant et le nombre indiqué en pourcentage représente la valeur quantitative de l'échange au même instant en fonction de l'énergie d'injection principale. Le modèle CFD développé précédemment permet de réaliser plusieurs simulation et études paramétriques (niveau de températures d'entrée/sortie, position de l'injection notamment) Ainsi, on peut trouver un méta-modèle de la forme suivante (eq 2) :

$$\delta(t) = \sum_{i=1}^8 a_i e^{\left[-\left(\frac{t-b_i}{c_i}\right)^2\right]} \quad (2)$$

Où  $t$  est le temps, et les coefficients  $a_i, b_i, c_i$  sont fonction des valeurs données en exemple de la Fig. 7 pour chaque zone d'étude. L'objectif du méta-modèle ainsi développé est de pouvoir gagner en temps de calcul et permettre l'utilisation de cette équation dans un calcul annuel. Ainsi, à chaque pas de temps, les valeurs des pourcentages d'échanges pré-calculées par les équations  $\delta(t)$  permettent d'éliminer la boucle itérative pour le calcul de l'écoulement dans le cas d'une utilisation dans un outil de simulation énergétique. Si l'on compare les résultats du modèle CFD au résultat du méta-modèle, l'écart est de l'ordre de 2% sur l'efficacité de décharge pour un temps de calcul très réduit. Par soucis de clarté, nous ne présenterons pas de comparaison méta-modèle/1D. Cependant, le méta-modèle présentant des résultats proches d'un modèle CFD, et au regard de la comparaison CFD 1D présentée plus haut, nous pouvons conclure que le méta-modèle a un avantage certain sur la précision des résultats.

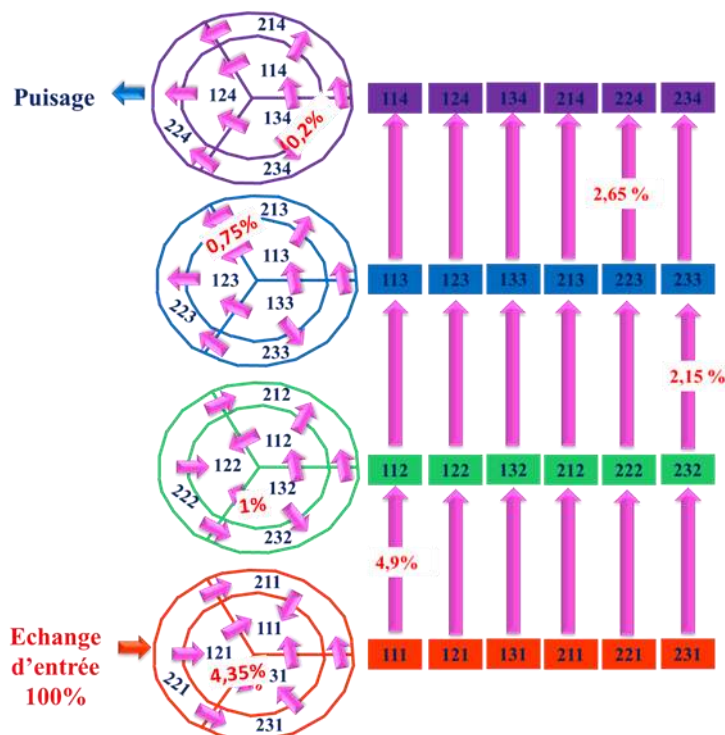


Figure 7 : Champ dynamique de température (3D) à  $t=30$  minutes du début d'injection de l'eau, indiquant le sens des échanges thermiques et quelques exemples de valeur de l'énergie échangée (en %, relative par rapport à l'énergie entrante)

## 4. Conclusion

Le travail présenté ici propose une double approche de modélisation et de simulation dynamique d'un ballon de stockage d'eau par chaleur sensible qui répond aux contraintes particulières suivantes : (i) modélisation fine afin de prédire les mécanismes de transfert et d'écoulement au sein du ballon, à partir du développement d'un code numérique sous Matlab qui permet la résolution des équations de Navier-Stokes avec une méthode numérique basée sur une discrétisation spatiale par volumes finis du domaine d'étude. Confrontés aux résultats déduits de divers travaux expérimentaux, les résultats, issus de la simulation du code Matlab, montrent une meilleure précision par rapport aux résultats d'un modèle classique 1D (multicouche) et une très bonne cohérence avec les résultats expérimentaux. (ii) développement d'un méta-modèle dynamique, afin d'assurer une modélisation dynamique d'un système thermique associant divers composants techniques d'un circuit et ceci avec des temps de calcul raisonnables, compatibles avec les pratiques courantes des bureaux d'étude spécialisés en conception d'installations. Un champ dynamique de température entre différentes zones du ballon est ensuite construit à partir des résultats du modèle CFD. La confrontation des résultats de la simulation du modèle réduit aux résultats CFD montre une bonne précision – bien meilleure qu'avec celle du modèle classique 1D – et ceci avec un temps de calcul acceptable. Ce modèle réduit peut alors être utilisé dans des outils de simulation énergétique dans un objectif de calculs de performances annuels.

## Références

- [1] F. Simon, C. Piriou, D. Corgier, B. Tremeac, Measured and simulated behavior of heat pump in low energy building: short cycling and storage impact, *Int. Congress of Refrigeration*, (2015) Yokohama (Japon).
- [2] E.M. Kleinbach, W. A. Beckman, S. Klein, Performance study of one-dimensional models for stratified thermal storage tanks, *Solar Energy*, 50(2) (1993), 155-166.
- [3] K. Johannes, G. Fraisse, G. Achard, G. Rusaouen, Comparaison of solar water tank storage modelling solutions, *Solar Energy*, 79 (2005), pp. 216- 218.
- [4] S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. McGraw-Hill (1980).
- [5] W. Yaici, M. Ghorab, E. Entchev, S. Hayden, S., Three-dimensional unsteady CFD simulations of a thermal storage tank performance for optimum design, *Appl. Therm. Eng.*, 60 (2013), 152-163
- [6] Blandin, D. *Modélisation et validation expérimentale de nouveaux concepts de ballons solaires à forte stratification*. Thèse INSA-Lyon, (2010) 187 p

# Simulation aux grandes échelles de la flamme “Jet-in-Hot-Coflow”

Marie CORDIER<sup>1\*</sup>, Pierre BÉNARD<sup>2</sup>, Paul LYBAERT<sup>1</sup>, Laurent BRICTEUX<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université de Mons, Faculté Polytechnique, Institut énergie  
56, rue de l'Épargne - B7000 Mons, Belgique

<sup>2</sup> Université de Normandie, INSA Rouen, UNIROUEN, CNRS, CORIA  
Avenue de l'Université - 76801 Saint-Étienne-du-Rouvray

\*(auteur correspondant : marie.cordier@umons.ac.be)

**Résumé** - La combustion diluée met en oeuvre de nombreux phénomènes, à savoir de la turbulence, de la chimie et du rayonnement ainsi que leurs interactions. La prise en compte de ces phénomènes dans une simulation numérique constitue une tâche particulièrement complexe. Cette étude propose d'éprouver les résultats fournis par la simulation aux grandes échelles dans le cas de la flamme “Jet-in-Hot-Coflow” (JHC). Cette simulation est réalisée en incluant un mécanisme chimique Air-CH<sub>4</sub> détaillé (DRM22) et en résolvant directement l'Interaction Chimie-Turbulence (ICT). Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et permettent une analyse fine de la phénoménologie.

## Nomenclature

$C$	concentration, mol/m <sup>3</sup>	$T$	température, K
$D$	diamètre de l'orifice d'injecteur, m	$u$	vitesse, m/s
$Da$	nombre de Damköhler	$Y$	fraction massique de l'espèce considérée
$h$	taille caractéristique des mailles, m	<i>Symboles grecs</i>	
$I$	espèce chimique	$\nu$	viscosité cinématique, m <sup>2</sup> /s
$k$	énergie cinétique turbulente, m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>	$\dot{\omega}$	taux de production, kg/m <sup>3</sup> .s
$M$	masse molaire, g/mol	$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$N$	nombre d'espèces du schéma cinétique	<i>Indices et exposants</i>	
$N_r$	nombre de réactions du schéma cinétique	$k$	espèce
$q_m$	débit massique, kg/s	$r$	réaction
$R$	constante des gaz parfaits, m <sup>3</sup> .Pa/mol.K		
$Re$	nombre de Reynolds		

## 1. Introduction

La combustion diluée est de plus en plus étudiée car elle constitue un mode de combustion menant à des hauts rendements et des basses émissions d'oxydes d'azote (NO<sub>x</sub>) [1, 2]. Elle est obtenue en réalisant une importante recirculation des fumées. La dilution des réactifs avec les produits de combustion conduit à des concentrations locales en réactifs et, par conséquent, à des dégagements de chaleurs locaux plus faibles qu'en combustion classique. Ces dégagements sont également mieux répartis et le champ de température est plus uniforme. La production de NO<sub>x</sub>, dont une des sources de production est liée à la température locale, est largement diminuée.

La simulation numérique de ce mode de combustion est complexe car la turbulence de l'écoulement a une influence d'une part, sur la chimie et d'autre part, sur le rayonnement, et réciproquement. La modélisation de ces interactions constitue ainsi un enjeu en simulation numérique de combustion diluée. Par ailleurs, comme la réaction est plus lente qu'en combustion classique (le nombre de Damköhler  $Da$ , comparant le temps caractéristique pour la chimie et celui du mélange, proche de l'unité), il est important de tenir compte de la cinétique chimique.

Pour étudier plus en détail ce type de combustion ainsi que la manière de modéliser les interactions qu'elle met en oeuvre, des différents brûleurs académiques ont été mis en place. Parmi ceux-ci, Dally et al. [3] ont développé le brûleur "Jet-in-Hot-Coflow" (JHC), simulé dans ce travail. Plusieurs études numériques ont été réalisées sur celui-ci (e.g. [4, 5, 6]). Les investigations utilisant une approche RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) de Christo et al. [4] ont montré que les modèles utilisés en combustion classique, comme les modèles "flamelet" ou "PDF-fraction de mélange", ne permettent pas de simuler correctement les flammes du brûleur JHC, car ils ne tiennent pas compte des extinctions et allumages locaux de la flamme et des effets de la dilution des espèces. Le modèle "Eddy Dissipation Concept" (EDC) [7] a ainsi été utilisé, mettant en évidence le fait que les mécanismes réactionnels globaux ne sont pas adaptés pour reproduire la cinétique chimique de la combustion diluée. En utilisant une approche de simulation aux grandes échelles (LES : Large Eddy Simulation), Ihme et al. [6] ont appliqué un modèle de "flamelet" amélioré, combiné à de la chimie tabulée. Cette démarche pour modéliser l'Interaction Chimie-Turbulence (ICT) a également été réalisée sur d'autres cas d'étude tels que ceux rapportés dans [8] et [9].

L'amélioration constante de l'efficacité des méthodes numériques combinée à l'augmentation des puissances de calcul permet de réaliser des simulations aux grandes échelles de mieux en mieux résolues en temps et en espace. Lorsqu'une combustion est caractérisée par  $Da \approx 1$ , la question de la pertinence d'un modèle de sous-maille pour la combustion turbulente se pose. Cette étude propose d'évaluer l'hypothèse de non modélisation de l'ICT via la simulation aux grandes échelles d'une des flammes JHC en utilisant un mécanisme cinétique Air/Méthane détaillé, le DRM22 [10].

## 2. Méthodologie

### 2.1. Description du brûleur JHC

Le système modélisé est constitué d'un brûleur principal avec l'injection de combustible (fractions massiques :  $\text{CH}_4$  : 88% et  $\text{H}_2$  : 12%) au centre (Fig. 1) [3]. Le diamètre intérieur du tube d'injection  $D$  est utilisé comme distance de référence et mesure 4.25 mm. Le comburant est constitué d'un mélange de réactifs et de produits de combustion, généré par un brûleur secondaire placé en amont. Pour la flamme étudiée, sa composition massique moyenne est la suivante :  $\text{O}_2$  : 6%,  $\text{CO}_2$  : 5.5%,  $\text{H}_2\text{O}$  : 6.5%,  $\text{N}_2$  : 82%. Le comburant circule dans un anneau d'environ  $20 D$ , entourant l'injection de combustible. C'est la raison pour laquelle il sera nommé "coflow" par la suite. La température élevée ( $T = 1300 \text{ K}$ ) et la concentration faible en oxygène dans le coflow remplissent les deux conditions pour obtenir une combustion diluée. En ce qui concerne l'air environnant, le brûleur a été placé dans une soufflerie pour imposer une vitesse d'air proche de celle du coflow.

Comme le conduit de coflow est en contact avec l'injection de combustible, des échanges de chaleur se produisent à travers la paroi de l'injection et le coflow présente donc une variation de température dans la direction radiale à la sortie de son conduit. Cette variation de température est prise en compte via l'imposition du profil de température expérimental dans le coflow.

Dally et al. [3] ont étudié l'influence de la concentration en oxygène dans le coflow. Des mesures ont été prises pour un coflow comprenant des fractions massiques moyennes d'oxygène de 3, 6, 9%. Les trois flammes sont obtenues à partir du même débit de combustible et ont donc un même nombre de Reynolds caractéristique  $\text{Re}_D = 9500$ . Des profils de température et de fractions massiques des espèces ont été mesurés à différentes distances du brûleur  $z_0 \approx 1, 7, 14, 28 D$ .

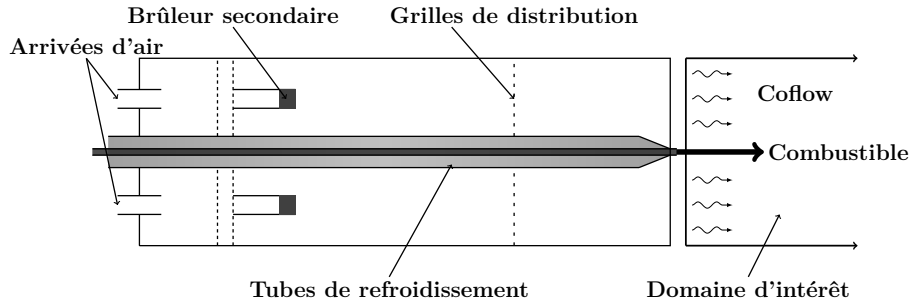


Figure 1 : Schéma du brûleur JHC.

## 2.2. Modélisation de la chimie

Comme mentionné dans l'introduction, la prise en compte de la cinétique chimique est indispensable en simulation numérique de combustion diluée. Dans cette étude, celle-ci a été réalisée en couplant le modèle FRC (Finite Rate Chemistry) à un schéma cinétique détaillé. Dans ce schéma, la réaction de combustion est décomposée en un ensemble de  $N_r$  équations faisant intervenir  $N$  espèces :



avec  $\nu'_{kr}$  et  $\nu''_{kr}$ , les coefficients stoechiométriques de l'espèce  $k$  dans la réaction  $r$ . La constante d'avancement  $k_{fr}$  peut être calculée à partir de la loi d'Arrhénius :

$$k_{fr} = A_r T^{\beta_r} e^{-\frac{E_r}{RT}}, \quad (2)$$

où  $A_r$  et  $B_r$  sont les constantes d'Arrhénius et  $E_r$ , l'énergie d'activation de la réaction  $r$ . Le taux de production de chacune des espèces  $\dot{\omega}_k$  est la somme des taux de production de l'espèce considérée sur toutes les réactions :

$$\dot{\omega}_k = M_k \sum_{r=1}^{N_r} (\nu''_{kr} - \nu'_{kr}) \left( k_{fr} \prod_{k=1}^N C_k^{\nu'_{fr}} - k_{br} \prod_{k=1}^N C_k^{\nu''_{fr}} \right), \quad (3)$$

avec  $C_k$ , la concentration de l'espèce  $k$ .

Pour ce modèle de chimie, le choix du mécanisme réactionnel est un point critique. Une comparaison de différents mécanismes détaillés et réduits a donc été effectuée à l'aide de Cantera [11]. Une flamme de diffusion 1D contre-courant a été simulée, dans les conditions de température et concentrations de la flamme JHC étudiée, pour vérifier l'applicabilité de ces mécanismes dans l'application considérée. La température de cette flamme est représentée en fonction de la fraction de mélange  $Z$  à la Fig. 2. Pour les deux mécanismes les moins détaillés, la combustion n'a pas lieu dans les conditions précitées alors que les autres mécanismes produisent le même profil de température adiabatique. L'analyse d'autres grandeurs, telles que le dégagement de chaleur et les fractions massiques des espèces ont mené à la même conclusion. Par conséquent, le schéma cinétique DRM22 (22 espèces, 104 équations) présente un bon compromis entre prédiction correcte de la chimie et coût de calcul. Une comparaison (voir Fig. 3) du DRM22 avec le mécanisme détaillé GRI-3.0 [12] (53 espèces, 325 réactions) montre que le mécanisme DRM22 permet d'obtenir les mêmes résultats que GRI-3.0 à coût réduit.

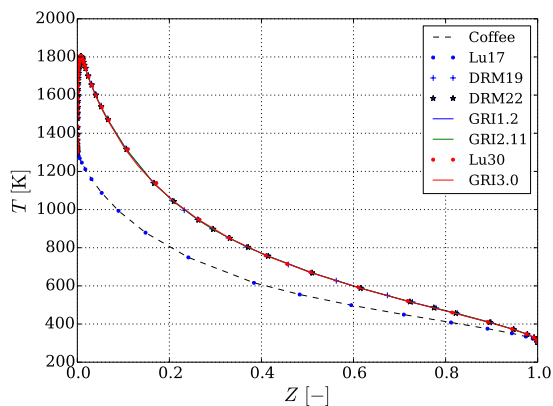


Figure 2 : Température adiabatique de flamme en fonction de la fraction de mélange pour la flamme 1D contre-courant.

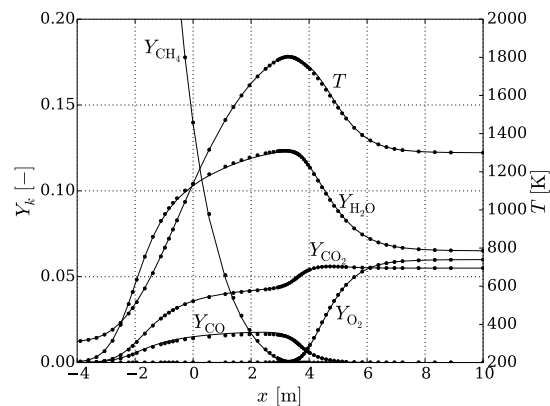


Figure 3 : Fractions massiques des espèces principales et température obtenues avec la flamme à contre-courant, GRI-3.0 (—), DRM22 (●)

### 2.3. Paramètres de la simulation numérique

Le domaine de calcul est cylindrique et une coupe de celui-ci est représentée à la Fig. 4. Pour avoir des conditions limites réalistes à l'entrée du domaine, les écoulements de combustible et de coflow sont aussi simulés sur une distance en amont du brûleur de respectivement  $7D$  et  $3.5D$ . La séparation matérielle entre le combustible et le coflow a également été prise en compte dans la géométrie. Un convergent a été ajouté à la sortie du domaine pour accélérer l'écoulement et éviter les recirculations. Le maillage est constitué d'environ 17 millions de

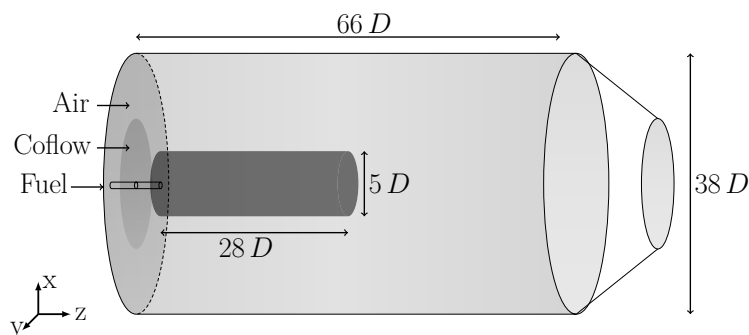


Figure 4 : Visualisation du domaine de calcul et de la zone de raffinement du maillage (gris foncé).

tétraèdres. La région de combustion, située en aval de l'injection de combustible est fortement raffinée localement et la taille des éléments ( $\approx 400 \mu\text{m}$ ) a été choisie de manière à respecter les critères d'une LES bien résolue. Par ailleurs, cette taille est 15 fois plus faible que l'épaisseur thermique obtenue avec la flamme à contre-courant 1D :  $\delta_f = \Delta T / \nabla T_{max} \approx 6 \text{ mm}$ .

Les conditions imposées sur les trois entrées du domaine sont reprises dans le tableau 1. Par ailleurs, de la turbulence synthétique est générée à l'entrée de l'injection de combustible en utilisant la méthode de Pamiès [13]. Les parois de l'injecteur sont considérées comme adiabatiques. Les parois latérales du domaine ont été placées suffisamment loin de la flamme pour ne pas influencer sa dynamique.

Toutes les simulations ont été réalisées avec le solveur pour des écoulements à densité va-



	$q_m$	$u$	$T$	$Y_k$
	$\text{kg.s}^{-1}$	$\text{m.s}^{-1}$	K	-
Combustible	$3.1 \cdot 10^{-4}$		305	$\text{CH}_4 : 88\%, \text{H}_2 : 12\%$
Coflow	$4.7 \cdot 10^{-3}$		profil expérimental.	profil expérimental.
Air		3.3	294	$\text{O}_2 : 23\%, \text{N}_2 : 77\%$

Tableau 1 : Paramètres d'injection à l'entrée du domaine de calcul.

riable et à faible nombre de Mach du code YALES2 [14]. Celui-ci résout les équations régissant un écoulement réactif en appliquant l'approche FRC. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie ainsi qu'une équation de transport de fraction massique pour chaque espèce considérée [15] sont résolues avec des schémas précis en temps et en espace. La modélisation de la turbulence est réalisée grâce à un modèle de Smagorinsky dynamique. Aucun modèle d'ICT n'a été pris en compte, ce qui revient à faire l'hypothèse que les termes sources des espèces sont résolus sur la grille LES. La validité de cette hypothèse sera discutée dans la section 3.1. Pour assurer la stabilité et la précision de l'intégration temporelle, un pas de temps adaptatif garantit que  $\text{CFL} \leq 0.5$  partout dans le domaine.

### 3. Résultats

#### 3.1. Qualité de la solution

La Fig. 5 présente le critère de Pope [16], qui compare, dans chaque cellule, l'énergie cinétique turbulente résolue  $k_{\text{res}}$  et celle calculée par le modèle  $k_{\text{sgs}}$  de sous-maille. Selon ce critère, si 80% de l'énergie est résolue, les échelles les plus significatives de la turbulence seront correctement capturées.

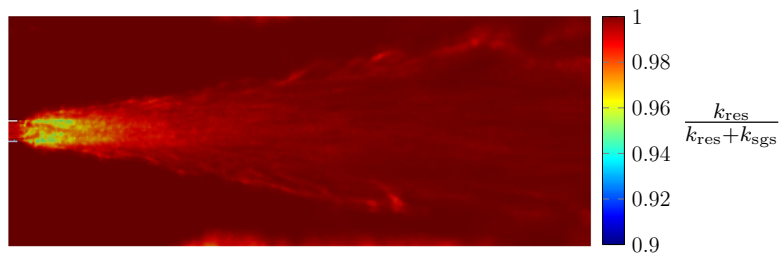


Figure 5 : Visualisation du critère de résolution dans la zone d'intérêt. Dans chacune des cellules, au moins 90% de l'énergie cinétique turbulente est résolue.

Une manière de vérifier l'hypothèse consistant à négliger la modélisation de l'ICT est de définir un nombre de Damköhler de sous-grille  $\text{Da}_{\text{sgs}}$ . Il s'agit du rapport entre le temps caractéristique des échelles de sous-maille  $\tau_{\text{sgs}}$  et le temps caractéristique de la chimie  $\tau_{\text{chem}}$  :  $\text{Da}_{\text{sgs}} = \tau_{\text{sgs}} / \tau_{\text{chem}}$ . Ces temps caractéristiques sont calculés de la manière suivante :

$$\tau_{\text{sgs}} = \frac{C_S^2 h^2}{\nu_{\text{sgs}}}, \quad (4)$$

$$\tau_{\text{chem}} = \min \left( \frac{\rho Y_{\text{CH}_4}}{\dot{\omega}_{\text{CH}_4}}, \frac{\rho Y_{\text{O}_2}}{\dot{\omega}_{\text{O}_2}} \right), \quad (5)$$

avec  $C_S$ , le coefficient du modèle dynamique de Smagorinsky,  $h$ , la taille caractéristique des cellules dans la zone de raffinement et  $\nu_{sgs}$ , la viscosité cinématique de sous-grille. Si  $Da_{sgs} < 1$ , le mélange dû aux petites structures turbulentes a un effet négligeable sur la modélisation de la chimie [17]. La fine grille LES utilisée ici combinée au schéma cinétique DRM22, mène à  $Da_{sgs} < 1$  dans la majeure partie du domaine. Néanmoins, 9% des cellules dans le front de flamme sont telles que  $Da_{sgs} > 1$ , ce qui nécessiterait d'étudier l'influence de l'ajout d'un modèle d'ICT. Ceci fait l'objet de travaux en cours.

### 3.2. Analyse de l'écoulement

Bien que l'étude expérimentale ne fournisse pas de mesures de vitesse, il est intéressant d'analyser la topologie de l'écoulement de manière qualitative. Les champs de vitesse moyenne axiale  $\bar{u}$  et de fluctuations axiales  $u_{rms}$  sont représentés à la figure 6. Ils permettent de visualiser l'ouverture du jet de combustible et les zones où l'intensité de turbulence est élevée. A proximité de la sortie de l'injection, cette intensité est maximale sur le pourtour du jet. En effet, les vitesses du combustible et du coflow sont très différentes, donnant naissance à une couche de cisaillement. Celle-ci est instable et s'agrandit en s'éloignant du brûleur, jusqu'à atteindre un écoulement totalement turbulent. C'est d'ailleurs dans cette zone que l'intensité de turbulence atteint son maximum ( $\approx 30\%$ ).

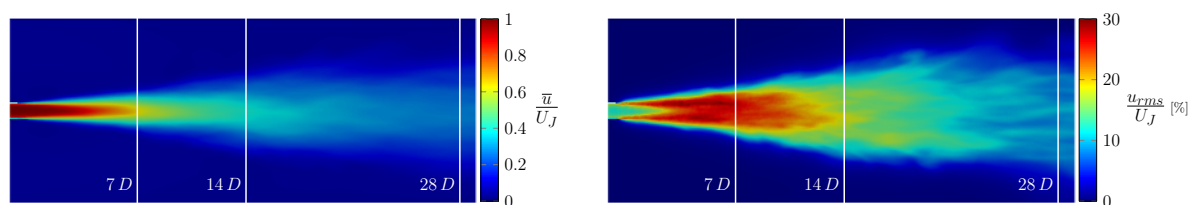


Figure 6 : Champs de vitesse moyenne axiale et de fluctuations axiales ( $U_J$  : vitesse au centre du jet de combustible).

### 3.3. Analyse de la combustion

Les températures et les fractions massiques de  $H_2O$  et  $CO$  obtenues numériquement sont comparées aux profils expérimentaux à la figure 7, et ce pour plusieurs plans perpendiculaires à la direction axiale du jet ( $z/D = 7, 14, 28$ , voir Fig. 6). L'allure globale des profils et les valeurs obtenues correspondent bien aux résultats expérimentaux. Les pics de température sont correctement positionnés mais leur valeur maximum est sous-estimée. Ceci semble être dû au fait que le niveau de température dans le coflow est lui aussi sous-estimé. Il a d'ailleurs été constaté qu'en imposant une température de  $1300\text{ K}$  [3], ces pics de température étaient bien mieux capturés. Cependant, la température restait constante dans le coflow, signifiant qu'il aurait fallu modéliser l'injection de coflow sur une plus longue distance pour que l'influence de l'air froid se fasse ressentir. En outre, les profils pour les fractions massiques de  $H_2O$  et  $CO$  sont cohérents avec les observations faites sur la température. La quantité de  $CO$  présente dans le coflow n'apparaît pas dans les résultats de la simulation car cette espèce n'a pas été prise en compte dans le mélange constituant le coflow à l'entrée du domaine. Finalement, le dégagement de chaleur instantané  $\dot{\omega}_T$  (Fig. 8) permet de mettre en évidence le front de flamme, séparant le combustible du comburant. Il est bien localisé où la température est la plus élevée. En outre, le maximum de température atteint reste bien inférieur au maximum obtenu ( $T_{max} \approx 1800\text{ K}$ ).

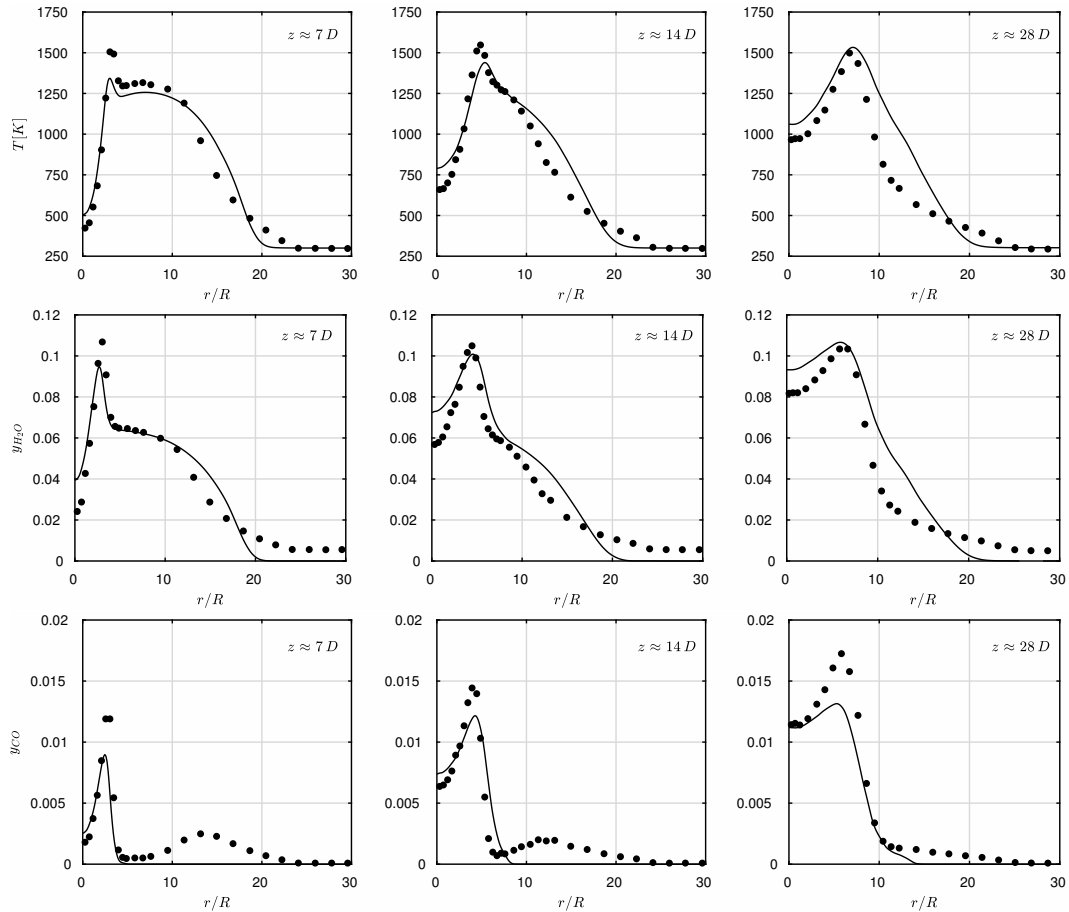


Figure 7 : Profils de température et de fractions massiques  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}$ , moyennés dans le temps, LES (—), Experimental (●).

avec la flamme contre-courant 1D (voir Fig. 3).

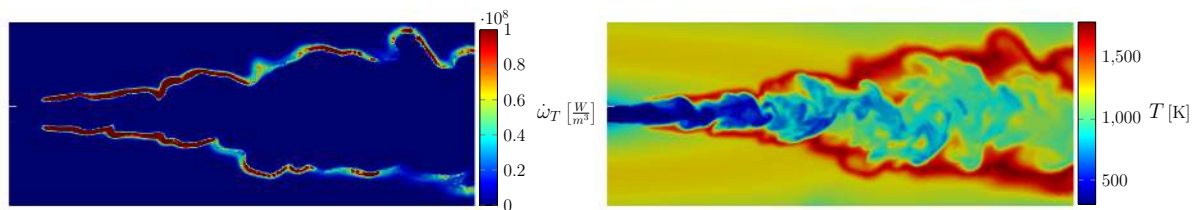


Figure 8 : Dégagement de chaleur et température instantanés dans le plan longitudinal passant par l'axe du jet.

## 4. Conclusion

La LES réalisée sur la flamme JHC a tout d'abord fourni des informations sur la topologie de l'écoulement et de la flamme. De plus, les résultats obtenus sans modèle ICT sont pertinents car ils sont cohérents avec les mesures expérimentales. Ils montrent que l'absence de modélisation ICT n'entraînent pas une surestimation des pics de température. Au contraire, la valeur maximale de ce pic semble sous-estimée, et nécessite d'améliorer l'introduction des conditions sur

les entrées du domaine.

L'analyse de la solution a prouvé que le maillage réalisé était suffisamment fin pour résoudre l'écoulement en introduisant un modèle de sous-grille. Néanmoins, la présence de cellules avec un  $Da_{sgs} > 1$  remet partiellement en cause le fait de négliger le modèle d'interaction chimie-turbulence. Une perspective serait donc de réaliser la même simulation en ajoutant un modèle d'ICT tel que l'"Eddy Dissipation Concept" (EDC) ou le "Partially Stirred Reactor" (PaSR), modèles régulièrement utilisés en RANS de combustion diluée. Ceci permettrait de quantifier l'influence de l'utilisation d'un tel modèle en LES.

## Références

- [1] J. A. Wüning, J. G. Wüning, Flameless oxidation to reduce thermal NO-formation, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 23 (1997) 81-94.
- [2] A. Cavaliere, M. Joannon, Mild Combustion, *Prog. Energ. Combust.*, 30 (2004) 329-366.
- [3] B.B. Dally, A.N. Karpetis, R.S. Barlow, Structure of Turbulent Non-Premixed Jet Flames in a Diluted Hot Coflow, *Proc. Combust. Inst.* 29 (2002) 1147-1154.
- [4] F.C. Christo, B.B. Dally, R.S. Barlow, Modeling turbulent reacting jets issuing into a hot and diluted coflow, *Combust. Flame.* 142 (2005) 117-129.
- [5] S. H. Kim, K. Y. Huh, B. Dally, Conditional moment closure modeling of turbulent nonpremixed combustion in diluted hot coflow, *Proc. Combust. Inst.* 30 (2005) 751-757.
- [6] M. Ihme, Y. C. See, LES flamelet modeling of a three-stream MILD combustor : Analysis of flame sensitivity to scalar inflow conditions, *Proc. Combust. Inst.* 33 (2011) 1309-1317.
- [7] I.R. Gran, B.F. Magnussen, A Numerical Study of a Bluff-Body Stabilized Diffusion Flame. Part 2. Influence of Combustion Modeling and Finite-Rate Chemistry, *Combust. Sci. Technol.* 119 (1996) 191-217.
- [8] J.W. Labahn, C.B. Devaud, Large Eddy Simulations (LES) including Conditional Source-term Estimation (CSE) applied to two Delft-Jet-in-Hot-Coflow (DJHC) flames, *Combust. Flame.* 164 (2016) 68-84.
- [9] J. Lamouroux, M. Ihme, B. Fiorina, O. Gicquel, Tabulated chemistry approach for diluted combustion regimes with internal recirculation and heat losses, *Combust. Flame.* 161 (2014) 2120-2136.
- [10] A. Kazakov, M. Frenklach. DRM22 Mechanism, <http://www.me.berkeley.edu/drm/>.
- [11] D.G. Goodwin, H. K. Moffat, R. L. Speth, Cantera : An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes, *Journal of Thermodynamics.* (2015).
- [12] G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gardiner Jr, et al. GRI 3.0 Mechanism, *Gas Research Institute* ([http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech)) (1999).
- [13] M. Pamiès, P-E. Weiss, E. Garnier, S. Deck, P. Sagaut, Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows, *Phys. Fluids* 21 (2009) 045103-045103-15.
- [14] V. Moureau, P. Domingo, L. Vervisch, Design of a massively parallel CFD code for complex geometries, *Comptes Rendus Mécanique.* 339 (2011) 141-148.
- [15] P. Bénard, V. Moureau, G. Lartigue, Y. D'Angelo, Large-Eddy Simulation of a hydrogen enriched methane/air meso-scale combustor, *Int. J. Hydrogen Energy.* 42 (2017) 2397-2410.
- [16] S.B. Pope, Turbulent flows, Cambridge University Press, Cambridge, UK (2000) 771.
- [17] C. Duwig, K.-J. Nogenmyr, C.-k. Chan, M. J. Dunn, Large eddy simulations of a piloted lean premix jet flame using finite-rate chemistry, *Combust. Theor. Model.* 15 (2011) 537-568.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le Prof. Dally pour les résultats détaillés des mesures prises sur le brûleur JHC. Les ressources de calcul ont été fournies par le Consortium des Équipements de Calcul Intensif en fédération Wallonie Bruxelles (CECI), financé par le Fond de la Recherche Scientifique de Belgique (FRS-FNRS) et la région Wallonne. Les auteurs remercient également G. Lartigue et V. Moureau du Coria pour l'accès au code YALES2.

# Modélisation d'un système frigorifique au CO<sub>2</sub> : application à un cycle transcritique biétagé avec injection de vapeur et refroidissement intermédiaire

Pierre-Henri Nattes<sup>1\*</sup>, Brice Tremeac<sup>1</sup>, Marie-France Terrier<sup>1</sup>, Pascal Tobaly<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Chimie Moléculaire, Génie des Procédés Chimiques et Energétiques (CMGPCE, EA7341), CNAM, case 2D3P20, 292 rue Saint-Martin, 75141 Paris Cedex 03, France

\* (auteur correspondant pascal.tobaly@lecnam.net)

**Résumé** - La détermination de la haute pression optimale d'un système frigorifique au CO<sub>2</sub> est capitale pour optimiser le système mais peut être coûteuse en termes d'essais expérimentaux. Cette étude met en place un ensemble de modèles numériques robustes avec comme contrainte une minimisation du nombre d'essais expérimentaux nécessaires pour le mettre en place. Le modèle est appliqué sur un cycle bi-étagé avec refroidissement intermédiaire et injection de vapeur. Les résultats permettent de démontrer l'importance de la modélisation du compresseur et de l'évaporateur.

## Nomenclature

$h$	enthalpie massique, J/kg	<i>Symboles grecs</i>	
$Re$	nombre de Reynolds	$\alpha$	facteur de pertes
$Pr$	nombre de Prandtl	$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$Nu$	nombre de Nusselt	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	température, K	$asp$	aspiration
$\dot{m}$	débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	$ref$	refoulement
$P$	pression, Pa	$b$	balayé
$\dot{W}$	puissance mécanique, W	$amb$	ambient
$\dot{Q}$	puissance thermique, W	'	deuxième étage de compression
$kv$	coefficient de perte de charge, m <sup>2</sup>	$m$	mort
$\dot{V}$	débit volumique, m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>	$tot$	total
$d$	diamètre, m	$o$	référence
$UoA$	coefficient d'échange, W.K <sup>-1</sup>	$in$	entrant
$\dot{N}$	vitesse de rotation, tr.s <sup>-1</sup>		
$f_{coolprop}$	fonction coolprop		
$C$	coefficient de transfert thermique, J.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup>		

## 1. Introduction

Les systèmes au CO<sub>2</sub> se développent de plus en plus pour pallier l'abandon des HFC (hydrofluorocarbures). La particularité de ce fluide est d'avoir une température critique basse, 31,1°C. Les cycles rencontrés seront donc souvent trans-critiques. L'augmentation de la haute pression permet d'avoir une enthalpie plus faible en sortie de refroidisseur de gaz et donc une enthalpie plus faible en entrée d'évaporateur, ce qui permet d'augmenter la puissance frigorifique en considérant un débit et une surchauffe constants. Cependant elle entraîne une augmentation du taux de compression, et donc de la consommation du compresseur. Ces deux phénomènes antagonistes entraînent l'existence d'une pression optimale maximisant le coefficient de performance de la machine (COP). Cette pression dépend des caractéristiques du compresseur et de l'évaporateur.

Afin de calculer la pression optimale, différentes méthodes existent. Une méthode expérimentale nécessitant beaucoup d'essais peut être mise en place pour cartographier la plage de fonctionnement de la machine et déduire une relation empirique entre la haute pression optimale et les conditions de fonctionnement. Cette méthode doit être répétée pour chaque machine et chaque régime de fonctionnement. Une méthode numérique peut diminuer le nombre d'essais voire s'en affranchir. Des modèles physiques peuvent être mis en place demandant des temps de calcul importants, 5 h de calcul par révolution pour une modélisation CFD d'un turbo compresseur [1]. L'idée de cette étude est de mettre en place une méthode numérique semi-empirique dynamique permettant de calculer la pression optimale d'un circuit au CO<sub>2</sub> d'après un nombre d'essais faible utilisant des modèles simplifiés peu coûteux en temps de calcul mais avec une précision suffisante.

## 2. Cadre de l'étude

Un modèle numérique d'un cycle bi-étagé avec refroidissement intermédiaire est mis en place (Figure 1). Il se compose d'un compresseur bi-étagé à pistons, de trois batteries à ailettes (évaporateur, refroidisseur intermédiaire et refroidisseur de gaz), d'un séparateur liquide-vapeur et de deux vanes de détente. Les refroidisseurs sont traversés successivement par le même flux d'air. Le CO<sub>2</sub> traverse le premier étage de compression puis le refroidisseur intermédiaire avant d'être mélangé avec la vapeur provenant du séparateur. Il traverse ensuite le deuxième étage de compression avant d'être refroidi puis il est détendu avant d'atteindre le séparateur. Ici la vapeur est envoyée à l'aspiration de l'étage haute pression du compresseur et le liquide est détendu. Les modèles numériques sont ajustés d'après des essais sur cette machine.

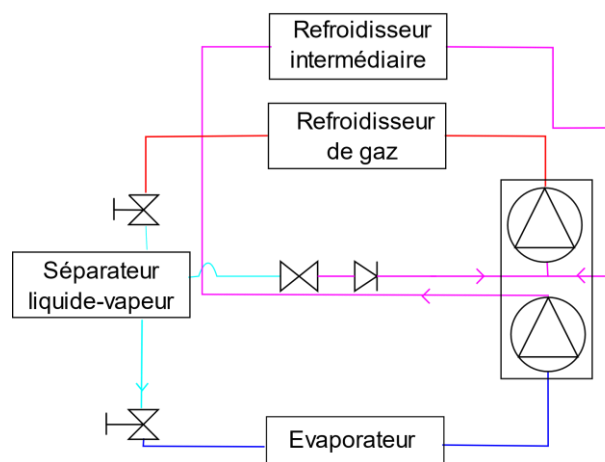


Figure 1 : Schéma d'un cycle bi-étagé avec injection de vapeur

## 3. Modèle numérique

Le modèle est composé de sous-systèmes indépendants. Il est illustré sur la Figure 2 avec en rouge les données d'entrée. Chaque système représente un composant avec des équations issues du premier principe de la thermodynamique. Les données d'entrée du système sont la vitesse de rotation du compresseur, le coefficient d'ouverture de la vanne de détente au niveau de la haute pression, la surchauffe en sortie d'évaporateur et la pression, le débit de l'air et la température aux entrées des échangeurs.

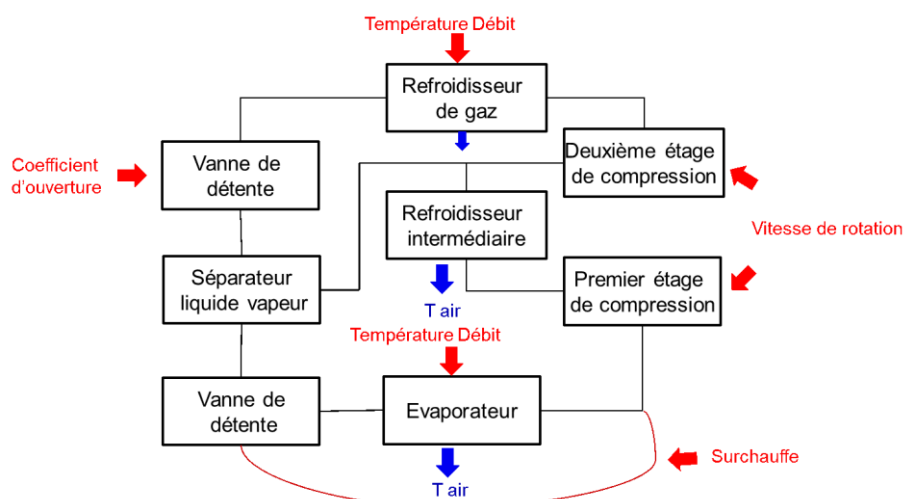


Figure 2 : Logigramme du modèle

### 3.1. Modèle des échangeurs

Le modèle utilisé est unidimensionnel avec une discrétisation spatiale des tubes. La géométrie de l'échangeur est décrite en prenant en compte les ailettes et le circuitage (Figure 4). Un bilan thermique est effectué sur le fluide de travail ( $\text{CO}_2$ ), la paroi et le fluide secondaire (l'air ambiant). La répartition du débit d'air par tube est supposée homogène (Figure 3). Les termes d'énergie cinétique et de pesanteur sont négligés (équation 1 et 2). Le modèle d'échange du  $\text{CO}_2$  utilisé est la corrélation de Gnielinski [2] pour l'état monophasique et surcritique (équation 3 et 4). Les coefficients d'échange du  $\text{CO}_2$  diphasique sont calculés à l'aide d'une carte d'écoulement [3] et des corrélations associées. Le modèle de Zukauskas [4] pour un écoulement autour d'un tube est utilisé pour l'air (équation 5).

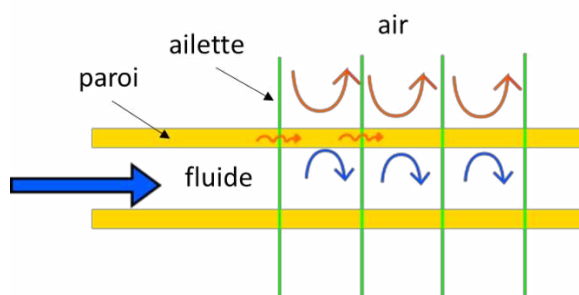


Figure 3 : Bilan thermique sur l'échangeur

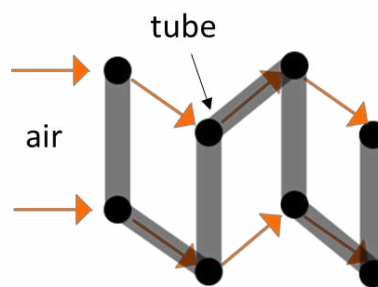


Figure 4: Circuitage des échangeurs

$$h_j^{t+1} = h_j^t + \frac{dt}{V_j \rho_j^t} \left( \dot{m}_{j-1} h_{j-1}^t - \dot{m}_j h_j^t - h_{\text{convfluide}} S_{\text{echCO}_2} (T_{\text{fluide}}^t - T_{\text{paroi}_j}^t) \right) \quad (1)$$

$$T_{\text{paroi}_j}^{t+1} = T_{\text{paroi}_j}^t + dt \left( h_{\text{convCO}_2} S_{\text{echCO}_2} (T_{\text{CO}_2}^t - T_{\text{paroi}_j}^t) + h_{\text{convair}} S_{\text{echair}} (T_{\text{air}_j}^t - T_{\text{paroi}_j}^t) + h_{\text{cond}} (T_{\text{paroi}_{j-1}}^t + T_{\text{paroi}_{j+1}}^t - 2T_{\text{paroi}_j}^t) \right) \quad (2)$$

$$f = (0,79 \log(\text{Re}) - 1,64)^{-2} \quad (3)$$

$$Nu = \frac{f/8 (Re_b - 1000) Pr}{1,07 + 12,7 \sqrt{f/8} \left( Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} \quad (4)$$

$$Nu = 0,683 Re^{0,466} Pr^{0,33} \quad (5)$$

### 3.2. Modèle de la vanne de détente et du séparateur liquide vapeur

Les vannes de détente sont modélisées à travers un coefficient de perte de charge en supposant une détente isenthalpique (équation 6).

$$\dot{m} = k_v (2\rho\Delta P)^{1/2} \quad (6)$$

Le coefficient de perte de charge est identifié d'après des essais en fonction de l'ouverture de la vanne de détente.

Le séparateur est modélisé en appliquant la conservation de la masse (équation 7) et le premier principe de la thermodynamique en négligeant les termes d'énergie cinétique et de pesanteur (équation 8).

$$M = dt(\dot{m}_{entrée} - \dot{m}_{sortiel} - \dot{m}_{sortiev}) \quad (7)$$

$$h^{t+1} = h^t + \frac{dt}{V\rho^t} \left( \dot{m}_{entrée}^t h_{entrée}^t - \dot{m}_l h_l^t - \dot{m}_v h_v^t + \frac{1}{\rho^t} (P^{t+1} - P^t) \right) \quad (8)$$

### 3.3. Modèle de compresseur

Le compresseur est modélisé à partir de la méthode de Winandy [5]. Le modèle permet de simuler un compresseur à partir de peu d'essais en considérant une compression isentropique, les irréversibilités (chutes de pression, échanges thermiques) étant réparties à travers les tubulures internes d'aspiration et de refoulement. Entre la vanne d'aspiration et l'entrée dans le cylindre, les vapeurs sont échauffées et subissent une perte de charge. Ces deux phénomènes sont pris en compte par deux transformations successives : une détente isenthalpe (asp à asp1) et un échauffement (asp1 à asp2). La compression isentropique (asp2 à ref2) a lieu puis la vapeur subit des pertes de charge et est refroidie. Comme à l'aspiration, ces deux phénomènes sont pris en compte par deux transformations successives : une détente isenthalpe (ref1 à ref) et un échauffement (ref2 à ref1). Les dissipations de chaleur liées aux pertes mécaniques sont incluses dans les échanges thermiques des vapeurs avec les parois internes des tubulures, dont la température est fortement hétérogène. On considère alors une paroi fictive, de température uniforme, qui réponde au premier principe (équation 9). Cette paroi échange avec le milieu ambiant.

Ce modèle est modifié pour un compresseur bi-étagé, le principe est présenté sur la Figure 5. Les étages de compression sont considérés comme deux compresseurs séparés possédant 2 parois fictives distinctes. Les deux parois échangent avec une troisième paroi fictive sur laquelle sera effectuée le bilan global (équation 9) permettant de relier les deux compresseurs.

$$\dot{Q}_{ref} + \dot{Q}'_{ref} + \dot{Q}_{totamb} + \dot{W}_{perrestot} + \dot{Q}_{asp} + \dot{Q}'_{asp} = 0 \quad (9)$$



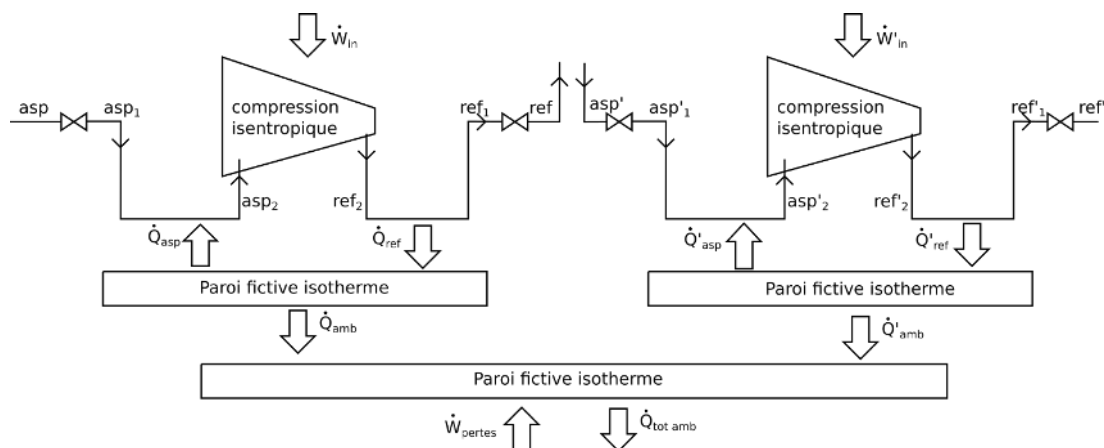


Figure 5 : Schéma de principe du modèle de Winandy [5] appliqué à un compresseur bi-étagé

La Figure 6 représente les étapes du calcul avec les différentes équations, les pertes de charge à l'aspiration sont traitées comme celles à travers une vanne de détente (équation 6). Cette approche est valide tant qu'elles restent bien plus faibles que la pression d'entrée. Les pertes de charge au refoulement sont traitées avec le modèle de Belman-Flores [6] (équation 10). Les échanges thermiques sont résolus à travers des bilans thermiques entre la paroi et le fluide (équation 11).

$$P_{ref1} = P_{ref} + a + b\dot{m}^c \quad (10)$$

$$\dot{Q}_{asp} = \dot{m}(h_{asp2} - h_{asp1}) = UoA_{asp} \frac{T_{asp2} - T_{asp1}}{\ln\left(\frac{T_{asp1} - T_{paroi}}{T_{asp2} - T_{paroi}}\right)} \quad (11)$$

Afin d'identifier le débit à l'entrée du compresseur, un calcul itératif est mis en place avec variation de la masse volumique en entrée compresseur. La convergence est identifiée lorsque l'équation 9 est vérifiée. Le débit est calculé en utilisant le rendement volumétrique du compresseur (équation 12 et 13). Dans ce cas, pour un cylindre à fonctionnement isentropique l'équation 13 est exacte.

$$\dot{m} = \eta_{vol} \dot{N} V_b \rho \quad (12)$$

$$T_{asp1} - T_{paroi} \eta_{vol} = 1 - \frac{V_m}{V_b} \left( \frac{\rho_{ref2}}{\rho_{asp2}} - 1 \right) \quad (13)$$

Les pertes thermiques sont décrites comme la somme de deux termes dont l'un dépend de la puissance utile et l'autre dépend de la vitesse de rotation du compresseur (équation 14).

$$\dot{W}_{pertestot} = \alpha \dot{W}_{intot} + \dot{W}_{pertes,0} \left( \frac{\dot{N}}{\dot{N}_0} \right)^2 \quad (14)$$

Tandis que les coefficients d'échange thermique sont exprimés en fonction du débit (équation 15) selon le modèle utilisé par Cuevas [7].

$$UoA = C\dot{m}^{0,8} \quad (15)$$

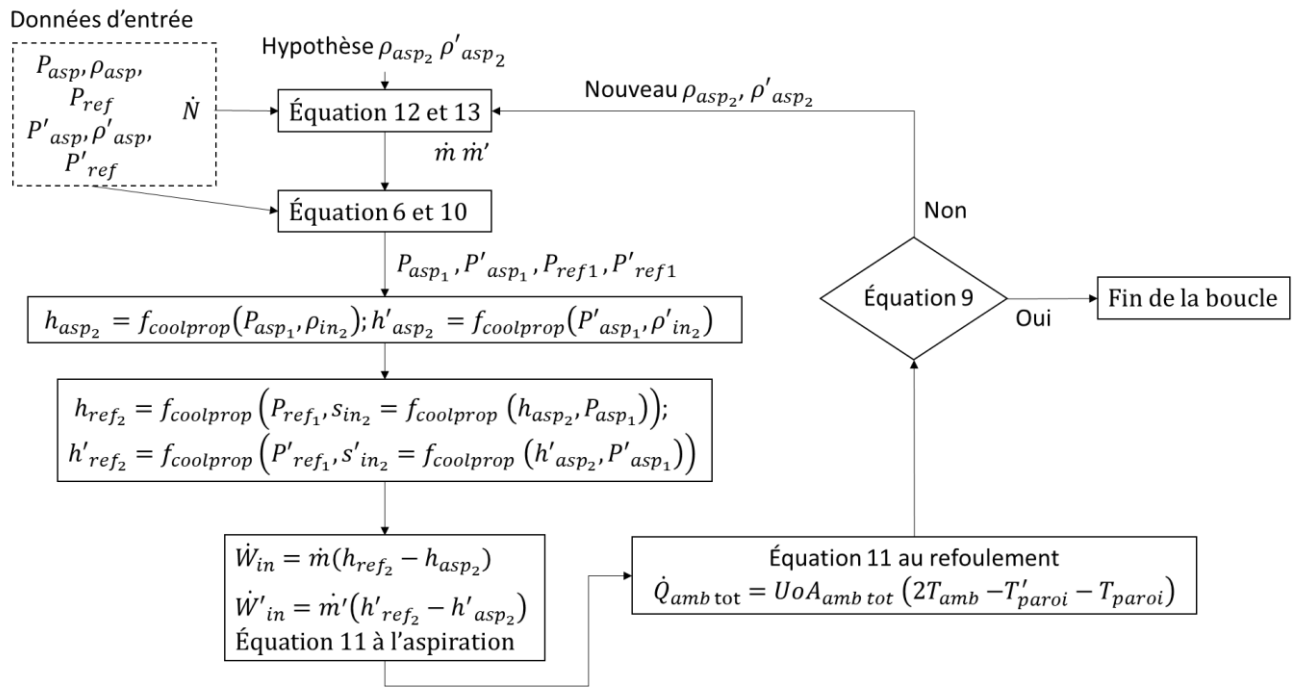


Figure 6 : Logigramme de la compression bi-étagée

Les essais permettent d'identifier le volume mort, le coefficient de perte de puissance, les coefficients d'échange thermique et les coefficients de pertes de charges.

## 4. Résultat : vérification des modèles

Les modèles sont validés par une comparaison avec les résultats des essais non présentés ici. Sur seize points d'essais, six sont utilisés pour calculer les coefficients, les dix autres servent à vérifier la précision du modèle.

### 4.1. Évaporateur

La précision de l'évaporateur est vérifiée sur quatre points de fonctionnement pour quatre températures. L'écart maximal sur l'enthalpie en sortie est inférieur à 5%. Le refroidisseur de gaz et le refroidisseur intermédiaire sont caractérisés la même précision.

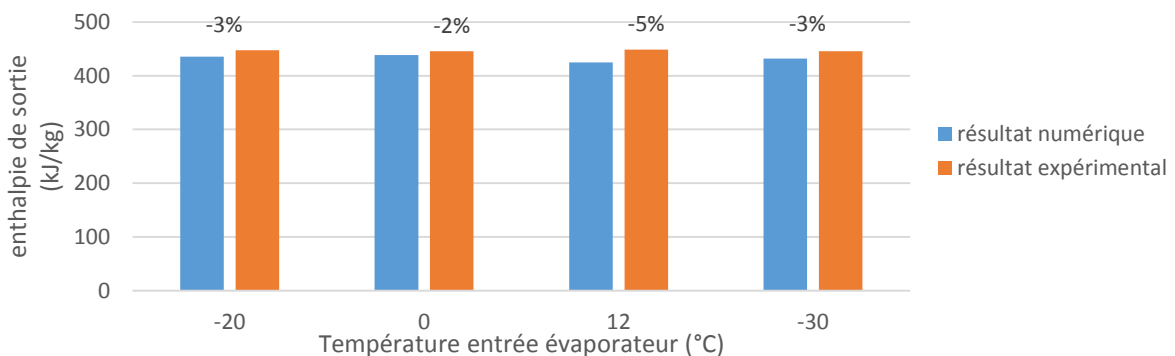


Figure 7 : Comparaison entre les enthalpies numériques et expérimentales en sortie d'évaporateur

## 4.2. Vanne de détente

Le coefficient de perte de charge des vannes de détente est décrit par une fonction linéaire en fonction du pourcentage d'ouverture (Figure 8). L'évolution linéaire de celui-ci est cohérente avec ce type de vannes.

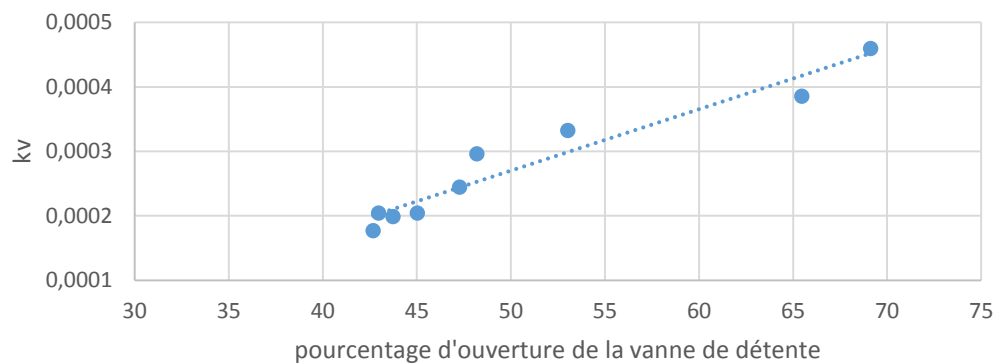


Figure 8 : Coefficient de perte de charge en fonction du pourcentage d'ouverture de la vanne de détente

## 4.3. Compresseur

Le modèle permet de calculer les débits avec un écart à l'expérimental variant de -3 à +6% (Figure 9). La puissance consommée est calculée avec une erreur de 5%. La température au refoulement comporte un écart de 10 K en sortie de premier étage et de 5 K en sortie de deuxième étage.

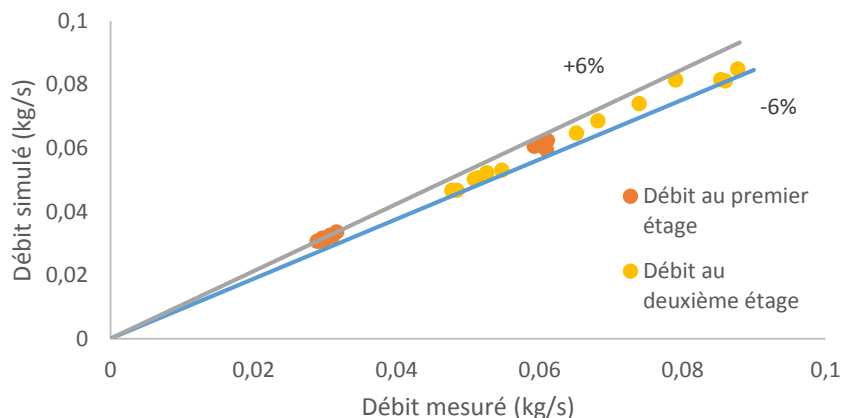


Figure 9 : Comparaison entre les débits simulés et expérimentaux

La variation de débit est bien plus importante au deuxième étage de compression qu'au second car les conditions d'entrée y sont bien plus variables, la masse volumique en entrée pouvant varier de 80 à 215 kg.m<sup>-3</sup>.

## 5. Conclusion

L'ensemble des composants d'un cycle bi-étagé a été modélisé. Un faible nombre d'essais a permis de vérifier les modèles et la précision de ceux-ci est importante. Cependant sur le cycle complet, ils engendrent une incertitude sur le COP de 16%. Celle-ci est importante et la recherche de la haute pression optimale devra prendre en compte cette incertitude.

## 6. Références

- [1] D. Hui and G. Haiyang, 3-D Transient CFD Model for Rolling Piston Compressor with Dynamic Reed Valve, Purdue University, (2014).
- [2] V. Gnielinski, New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, 16-3 (1976), 359-368.
- [3] C. Lixin, R. Gherhardt, M. Q. Jesus and R. T. John, New prediction methods for CO<sub>2</sub> evaporation inside tubes : Part I - A two-phase flow pattern map and a flow pattern based phenomenological model for two-phase flow frictional pressure drops, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 51 (2008), 125-135.
- [4] A. Zukauskas, Heat Transfer from Tubes in Crossflow, *Ad. Heat Trans.*, 8 (1972).
- [5] E. Winandy, O. C. Saavedra and J. Lebrun, Simplified modelling of an open-type reciprocating compressor, *Int. J. Ther. Sciences*, (2002), 183-192.
- [6] J. Belman-Flores, S. Ledesmaa, J. M.Barroso-Maldonado and J. Navarro-Esbríb, A comparison between the modeling of a reciprocating compressor using artificial neural network and physical model, *Int. J. Ref.*, 59 (2015), 144-156.
- [7] C. Cuevas, J. Lebrun, V. Lemort and E. Winandy, Characterization of a scroll compressor under extended operating conditions, *App. Therm. Eng.*, 30-6-7 (2010), 605-615.
- [8] C. Wang, K. Chi and C. Chang, Heat transfer and friction characteristics of plain fin and tube heat exchangers, part I: new experimental data, *Int. J. Heat Mass Trans.*, (2000), 2693-2700.
- [9] L. Cheng, G. Ribatski and J. R. Thome, New prediction methods for CO<sub>2</sub> evaporation inside tubes: Part II-An updated general flow boiling heat transfer model based on flow patterns, *Int. J. Heat Mass Trans.*, (2008), 125-135.

# Analyse numérique des mécanismes de fusion et de densification dans le procédé de frittage laser des poudres polymères

Aoulaiche MOKRANE, M'hamed BOUTAOUS\*, Shihe XIN

Univ Lyon, CNRS, INSA-Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CETHIL UMR5008, F-69621, Villeurbanne, France

\*(auteur correspondant : mhamed.boutaous@insa-lyon.fr)

**Résumé** - Le but de ce travail est de proposer une modélisation du procédé de frittage laser sélectif (SLS) à l'échelle macroscopique pour une application aux poudres polymères. Un modèle thermique est présenté avec des détails concernant les couplages multi-physiques qui gouvernent l'histoire thermique global : absorption laser, fusion, coalescence, densification et retrait volumique. Pour la résolution numérique, un code 3D basé sur la méthode des volumes finis est développé sous Fortran. Après validation du modèle proposé par comparaison à des mesures expérimentales de la littérature, des résultats originaux tels que le processus de densification et les transferts thermiques avec l'évolution du lit de poudre sont discutés.

## 1. Introduction

Ces dernières années, la technologie de la fusion sélective par laser (Selective Laser Sintering) est améliorée au point où elle est en train de passer d'une technologie de prototypage rapide à une technologie de production viable. Bien que le procédé SLS pour les matériaux polymères trouve actuellement de nombreuses applications industrielles, il souffre néanmoins de la qualité relative des pièces produites. Le principe du procédé de frittage laser des poudres est relativement simple, mais la physique mise en jeu est complexe et s'étale sur différentes échelles de temps et d'espace. La simulation numérique des procédés de la fabrication additive est une voie pertinente pour une compréhension exhaustive des phénomènes physiques mis en jeu, et une meilleure maîtrise puis optimisation du procédé. L'analyse de la littérature sur le sujet montre que les différentes contributions scientifiques dans le domaine portent sur des modèles thermiques, thermomécaniques et des modèles d'interaction laser-poudre [1].

Le premier modèle par éléments finis 1D à l'échelle du procédé est proposé par Nelson et al.[2], et concerne l'étude de la densité d'un polycarbonate amorphe fondu par laser. Pour l'analyse de polymères semi-cristallins sous frittage laser, Riedlbauer et al.[3] ont étudié le comportement à la fusion d'un Polyamide PA12(PA2200). Un certain nombre de travaux portant sur la prédiction de la porosité finale des pièces produites par le procédé SLS ont été rapportés dans la littérature, parmi lesquels, Berzins et al.[4] ont mené un travail numérique pour l'étude de la microstructure finale des pièces frittées sur des géométries 2D. La densification du lit de poudre et le retrait volumique résultant, sont pris en compte via l'évolution empirique de type Arrhenius proposée dans [2]. Récemment, une analyse thermomécanique du frittage laser du PA12 est suggérée par Riedlbauer et al.[5], où le retrait volumique est décrit avec un modèle de comportement thermoélastique non linéaire, et un maillage mobile par éléments finis. Sur une autre échelle de modélisation, à l'échelle des grains, en utilisant la méthode des éléments discrets, Liu et al.[6] [7] ont développé une modélisation du procédé SLS, incluant la conduction thermique en milieu granulaire couplée à la coalescence et à la diffusion de l'air. Une méthode de suivi de rayon de Monte-Carlo modifiée, est également développée pour modéliser l'interaction laser-poudre.

Le présent travail qui s'inscrit dans le cadre d'une thèse de doctorat en cours, porte sur une

modélisation du procédé SLS à l'échelle macroscopique pour un polyamide PA12. Le lit de poudre est considéré comme un milieu continu avec des propriétés homogénéisées. Un modèle thermique tridimensionnel basé sur la formulation enthalpique est utilisé, et les différents couplages multi-physiques qui décrivent l'histoire thermique : absorption laser, fusion, coalescence et densification sont expliqués en détail. Le modèle simule le transfert de chaleur dans le matériau, prenant en compte la source laser comme une source de chaleur volumique, incluant l'ensemble des phénomènes multiphysiques durant les multiples transformations. Un code basé sur la méthode des volumes finis est développé sous FORTRAN pour la résolution numérique des équations. Après validation du modèle par comparaison à des données de la littérature, des résultats originaux, tels que le processus de densification et l'histoire thermique avec l'évolution des propriétés du matériau, de l'état solide granulaire à l'état fondu homogène, sont discutés. Le but du travail est de pouvoir prédire certaines caractéristiques des pièces finales, telles que l'évolution du champ thermique et la porosité. Après avoir présenté les modèles multiphysiques et les hypothèses associées, des détails concernant l'approche numérique développée pour résoudre les équations en considérant des propriétés du matériau évolutives, sont donnés. Enfin, la validation des modèles par rapport aux travaux de la littérature et quelques résultats obtenus sont présentés et commentés.

## 2. Modèles multi-physiques

La modélisation du procédé de la fusion sélective par laser consiste essentiellement en la prise en compte de l'énergie apportée au lit de poudre suite à l'interaction laser-matière, du transfert de chaleur dans le lit de poudre et du changement de phase du matériau de l'état poudre à l'état liquide (fusion) puis de l'état liquide à l'état solide (solidification- cristallisation).

Une méthode de modélisation à l'échelle macroscopique est choisie, ce qui signifie que le lit de poudre ou bien le matériau en changement de phase sont considérés comme des milieux continus équivalents avec des propriétés homogénéisées.

Sous l'hypothèse d'un écoulement négligeable (quasi-nul) durant le processus, du fait de la viscosité élevée du polymère fondu, la simulation du procédé SLS revient à la résolution de l'équation de la conduction pure sur le domaine concerné. La formulation enthalpique avec un terme source (enthalpie de fusion) et des grandeurs moyennées décrivant le procédé, accompagnée de deux conditions aux limites et d'une condition initiale données par :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + Q + S \quad (1)$$

À la surface supérieure

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = -h_{tot}(T - T_{ext}) \quad \text{et} \quad h_{tot} = h + \epsilon \sigma (T^2 + T_{ext}^2) (T + T_{ext})$$

Sur les autres surfaces

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = 0$$

Température du domaine initialisée à la température du préchauffage de la poudre  $T_0$

$$T(t = 0) = T_0 = 172 \text{ °C}$$

Avec  $T$  la température,  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $\lambda$  sont respectivement la masse volumique, la capacité calorifique et la conductivité thermique du milieu équivalent,  $Q$  est la source de chaleur volumique induite par le laser incident et  $S$  le puits de chaleur de fusion défini comme dans [8], le coefficient de convection naturel  $h$  et l'émissivité de surface  $\epsilon$  sont supposés égal à 15 W/mK et 0.8,  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $T_{ext}$  est la température ambiante égal à  $T_0$  et  $n$  est la direction normal.

L'enthalpie de fusion dans un volume élémentaire du milieu homogénéisé est calculée en tenant compte du taux de polymère solide et de la présence d'une fraction volumique du gaz (ou de

la porosité) qui n'absorbe que de l'enthalpie sensible[9]. La masse volumique et la capacité calorifique étant des propriétés extensives, leurs grandeurs équivalentes pour le milieu peuvent s'exprimer par une loi de mélange en fonction de la fraction volumique de gaz  $\varphi$  et de la fraction liquide  $f_l$ . En ce qui concerne la conductivité thermique, du fait de sa nature intensive et tensorielle, pour exprimer sa valeur homogène équivalente pour un lit de poudre, le modèle empirique de *Hashin & Shtrikman* [10] est choisi.

En assimilant le laser à un faisceau d'une seule longueur d'onde, l'intensité incidente  $I$ , décroît radialement suivant une fonction quasi-gaussienne, et s'atténue en profondeur selon la loi de Beer-Lambert [11] [12]. Le taux d'énergie volumique déposé  $Q$ , qui dépendra en plus de la vitesse de balayage et de l'espacement entre deux passages laser, est exprimé comme suit :

$$Q = -(1 - Re) I \nabla \cdot (e^{-\beta z}) \quad (2)$$

$$I = \frac{2P}{\pi w^2} e^{-\frac{8r^2}{w^2}} \quad w = \frac{D_l}{1.5}$$

où  $P$  est la puissance totale du laser,  $r$  est la distance radiale,  $D_l$  est le diamètre du laser,  $\beta$  est le coefficient d'atténuation moyen et  $Re$  est la réflectivité de la surface du lit de poudre. Durant et après le passage laser, à des températures au-dessus de la température de fusion, les grains de poudre s'agglomèrent entre eux en développant des ponts et des interfaces, et ont tendance à diminuer leur surface totale par coalescence. *Bellehumeur* dans son travail sur l'étude de la croissance de l'angle de contact entre les grains de poudres polymériques [13], a montré que le caractère viscoélastique du polymère fondu joue un rôle important durant le processus de coalescence. Elle a apporté une modification au modèle de Frenkel en introduisant l'équation constitutive du comportement viscoélastique. Ce modèle adapté est utilisé dans ce travail, décrivant l'évolution du rayon de coalescence en fonction du temps par la formulation suivante :

$$8(\alpha\tau k_1 \dot{\theta})^2 + (2\alpha\tau k_1 + \frac{\eta r_0}{\Gamma} \frac{k_1^2}{k_2}) \dot{\theta} - 1 = 0 \quad (3)$$

$$k_1 = \frac{\sin(\theta)}{(1 + \cos \theta)(2 - \cos \theta)} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{2^{-5/3} \cos \theta \sin \theta}{(1 + \cos \theta)^{4/3} (2 - \cos \theta)^{5/3}}$$

où  $\alpha$  est la constante du modèle de *Maxwell*, et vaut 1 pour le modèle UCM (Upper Convected Maxwell Model) qui décrit mieux le comportement viscoélastique des polymères,  $\dot{\theta}$  représente la dérivée en temps de l'angle du col  $\theta$  entre deux grains,  $\tau$  est le temps de relaxation du matériau. Les particules en fusion sont supposées être toutes sphériques et avoir le même rayon initial  $r_0$  (le diamètre moyen  $D_{50}$  est considéré),  $\Gamma$  et  $\eta$  sont respectivement l'énergie de surface et la viscosité du polymère fondu.

Sous certaines hypothèses géométriques, *Scherer*[14] a établi une relation entre l'évolution de l'angle de coalescence  $\theta$  et la densité relative du matériau fondu, en terme d'évolution du taux de l'air présent dans le milieu. Cela conduit à :

$$\varphi(t) = 1 - \frac{1 - \varphi_0}{\left[1 - \left(\frac{\sin(\theta(t))}{2}\right)^2\right]^3} \quad (4)$$

Où  $\varphi_0$  est la porosité initiale et  $\varphi(t)$  est la porosité actuelle à un instant  $t$  en fonction de laquelle seront calculés les propriétés thermophysiques équivalentes  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $\lambda$  et  $S$ .

### 3. Approche numérique

Afin de simuler le transfert de chaleur en tenant compte de tous les couplages multiphysiques qui régissent le procédé, l'équation d'énergie est appliquée à l'ensemble du domaine discrétisé avec un maillage fixe et régulier. Un code 3D basé sur la méthode des volumes finis est développé

sous FORTRAN, qui offre la souplesse de pouvoir intégrer les modèles des différents phénomènes physiques. L'équation d'énergie est discrétisée en espace selon un schéma centré, et en temps, selon un schéma semi-implicite d'ordre deux (Cranck-Nicholson). En raison du couplage existant entre l'équation d'énergie et le modèle de coalescence, il est absolument nécessaire d'employer un schéma de discrétisation temporelle d'ordre plus élevé. Le schéma Runge-Kutta d'ordre trois est employé pour la discrétisation en temps du modèle de coalescence. La discrétisation temporelle de l'équation d'énergie fait apparaître une non-linéarité due au terme source de fusion. Pour surpasser cette non-linéarité, la stratégie itérative de mise à jour de la fraction liquide proposée par Voller et al. [8] est utilisée dans ce travail, où l'évolution de la fraction liquide  $f_l$  dans l'intervalle de fusion, est supposée linéaire en fonction de la température. Durant le passage de l'état solide poreux à l'état liquide homogène, les grains de poudre coalescent et une partie de l'air emprisonné dans le lit de poudre s'échappe en provoquant une diminution de volume du lit en fusion. Le volume de la couche en fusion ainsi que sa géométrie évoluent progressivement en fonction du temps, selon le processus de coalescence qui dépend des caractéristiques thermo-rhéologiques du matériau et des paramètres du procédé. Par simulation numérique, la prise en compte de ce retrait volumique dû au changement de phase nécessite un traitement spécial tel que le suivi d'interface. Cela génère des surcoûts de calcul importants. En revanche, dans ce travail, pour capter le retrait volumique, on propose une approche alternative basée sur le principe de conservation de la masse, où la poudre en fusion s'entasse uniquement sous l'effet de son poids. En effet, contrairement au frittage des métaux, dans le cas des polymères, la viscosité reste très élevée même à l'état liquide, justifiant ainsi l'hypothèse d'écoulement négligeable à l'exception du tassement vertical. Le nouveau volume occupé par le polymère fondu est inversement proportionnel à sa nouvelle densité. A chaque pas de temps, dans chaque volume élémentaire, le volume réel occupé est mis à jour. Un algorithme est mis en place pour calculer le taux de remplissage de chaque cellule. Il permet d'identifier les cellules vides qui seront désactivées pour assigner les nouvelles propriétés physiques aux volumes de contrôle actifs. Le suivi du déplacement de la surface du lit donne la déformation de la géométrie à chaque instant. De plus, les transferts thermiques sont assurés par le réajustement des conditions aux limites de flux pour les nouvelles cellules aux frontières.

Pour la résolution du système discrétisé, afin d'éviter la complexité liée au traitement des géométries non orthogonales, la méthode proposée dans [15] (block-off method), qui consiste à utiliser les mêmes algorithmes de résolution des géométries uniformes pour la gestion des frontières arrondies, est adoptée. Les calculs s'effectuent sur l'ensemble du domaine initial, mais dans la région inactive, la solution n'est pas recherchée. La factorisation (décomposition) de l'opérateur d'Helmoltz 3D ou la méthode ADI (Alternating Direction Implicit), fait apparaître une série de trois problèmes 1D tridiagonaux à résoudre d'une manière successive et efficace par l'algorithme de Thomas.

## 4. Résultats et discussions

### 4.1. Propriétés du matériau et conditions de simulation

Dans ces simulations nous considérons le frittage par un laser CO<sub>2</sub> d'un lit de poudre de polyamide PA12(PA2200). Une géométrie parallélépipédique comme montré dans la figure 1 a été choisie. Le volume de calcul a une dimension de 3 x 1 x 0.2 mm<sup>3</sup>, et est complètement discrétisé par un maillage rectangulaire régulier de 150x50x40. En raison de la haute intensité de l'énergie incidente et de la cinétique de fusion très rapide, un pas de temps de 5μs est maintenu afin d'éviter les oscillations numériques et pour une meilleure convergence, durant toute la simulation.



La couche de poudre initiale présente une porosité  $\varphi_0 = 0.56$ . Les propriétés du matériau nécessaires pour les calculs ont été prises dans [3], [5], [16], et [12], les plus importantes sont résumées dans le tableau suivant :

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Masse volumique $\rho_{p_s}$	1070 [Kg m <sup>-3</sup> ]	Conductivité thermique $\lambda_{gas}$	0.033 -
Masse volumique $\rho_{p_l}$	1022 -	Enthalpie de fusion, $\delta h$	115 [kJ Kg <sup>-1</sup> ]
Capacité calorifique $Cp_{p_s}$	2650 [J Kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	Température de début de fusion, $T_s$	181 [°C]
Capacité calorifique $Cp_{p_l}$	2650 -	Température de fin de fusion, $T_l$	188 -
Capacité calorifique $Cp_{gas}$	1049 -	Granulométrie de la poudre, $D_{50}$	60 [ $\mu$ m]
Conductivité thermique $\lambda_{p_s}$	0.28 [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	Réflectivité, $Re$	0.04 [%]
Conductivité thermique $\lambda_{p_l}$	0.24 -	Coefficient d'atténuation, $\beta$	9000 [m <sup>-1</sup> ]

Tableau 1 : Données du matériau (les indices  $p_s$ ,  $p_l$ ,  $gas$  indiquent que les propriétés sont affectées à la phase solide, liquide et gazeuse respectivement)

Le diamètre du laser utilisé est de  $400\mu\text{m}$  et les différents cas tests simulés sont listés dans le tableau 2 avec les paramètres correspondants. Par contre, en raison du manque de données, certaines propriétés thermophysiques ( $C_p$ ,  $\rho$  et  $\lambda$ ) sont supposées constantes par phase, et certaines autres utilisées dans ce travail, correspondent à d'autres types de PA12 (même famille de polymère, mais pas le même fournisseur).

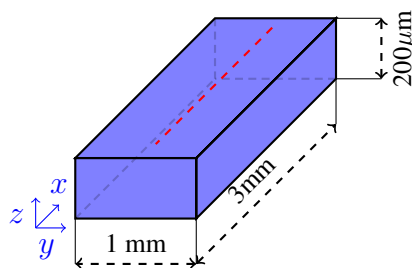


Figure 1 : Géométrie simulée

Cas	P[W]	v[ms <sup>-1</sup> ]	Espacement[ $\mu$ m]
1	3.3	1.0	-
2	7.8	2.0	150
3	7.8	2.0	200

Tableau 2 : Paramètres du laser des cas simulés

## 4.2. Validation du modèle

Après une première validation numérique de l'ensemble des méthodes et modèles par rapport aux ordres des schémas de discrétisation en temps et en espace, des simulations de l'évolution de la température calculée sont comparées à des mesures expérimentales issues de la littérature.

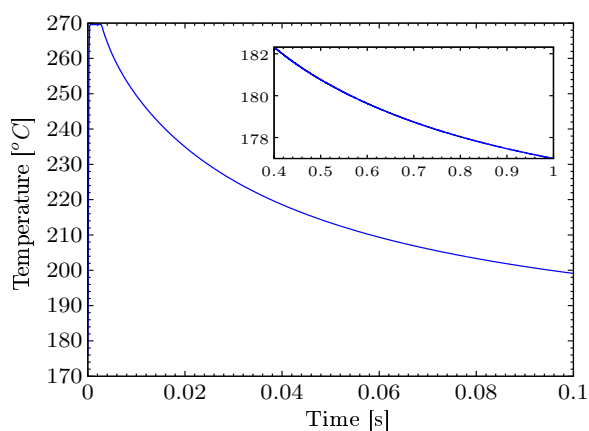


Figure 2 : Évolution de la température maximale calculée dans le domaine

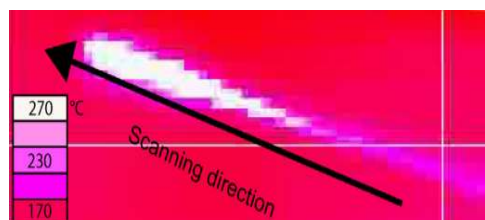


Figure 3 : Image caméra infrarouge d'un seul passage laser [3]

À notre connaissance, jusqu'à présent il n'y a pas de benchmark de référence pour de telles simulations. Néanmoins, nous avons validé notre modèle par rapport à une mesure de température obtenue par caméra infrarouge, dans le cas d'un seul passage laser [3] avec les paramètres du premier cas test (tableau 2).

Sur la figure 2, la température maximale calculée pendant les premiers instants est présentée. Le seul résultat expérimental disponible est le champ de température illustré dans la figure 3, représentant une image de la surface supérieure du lit de poudre capturée par une caméra infrarouge. Comme mentionné dans [3], aucune comparaison ne peut être faite sur l'ensemble de la distribution de la température, mais uniquement sur un point bien défini. La température maximale mesurée pour ce cas test est de 265 °C et celle calculée est de 269.5 °C, et l'erreur relative entre ces deux valeurs est de 4.7% rapportée à l'intervalle de température compris entre la température initiale (172 °C) et la température maximale atteinte (265 °C). Le résultat de température fourni par notre outil de simulation est en bon accord avec la température maximale mesurée dans les mêmes conditions, bien que la précision des mesures par caméra infrarouge dépende fortement de l'émissivité du lit de poudre, et que cela devient plus significatif à haute température. Pour d'autres conditions du procédé (Puissance laser, vitesse de balayage), mentionnées dans le même travail [3], les mêmes tendances sont obtenues, et d'autres validations non présentées ici, concernant la largeur et la profondeur de la zone fondue obtenue par un seul passage laser, sont également effectuées avec la même analogie et même concordance quantitative.

### 4.3. Distribution de la température

Après validation du modèle proposé, dans le but d'analyser le comportement thermique du matériau fritté et de prédire la structure finale et l'évolution de sa porosité après fusion, une étude paramétrique du procédé a été menée. Ici, l'analyse concerne les premières phases de la fusion d'une couche de poudre polymère après balayage laser pour les cas tests 2 et 3 du tableau 1. En effet, lors des premiers instants, juste après l'interaction laser-poudre, des phénomènes importants de fusion, de coalescence, de densification et de transfert de chaleur se produisent avec des cinétiques presque instantanées.

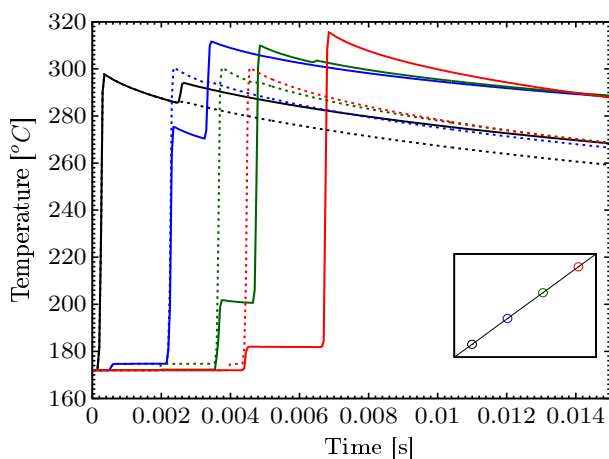


Figure 4 : Évolution de la température en 4 points sur la diagonale à la surface d'une couche, lignes continues : Cas 2 et lignes discontinues : Cas 3

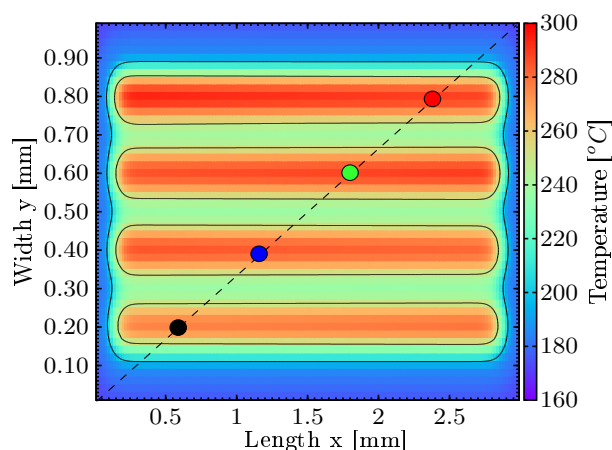


Figure 5 : Champ de température sur la surface supérieure après le frittage laser pour le Cas 3

Des calculs ont été effectués pour les deux cas cités. Sur la figure 4 est représentée l'évolution de la température en quatre points de la surface supérieure, situés à différentes distances suivant la diagonale. Dans cette configuration, avec un espacement de 150 $\mu$ m entre deux passages laser successifs, cinq passages laser sont nécessaires, et quatre passages dans le cas avec un

espacement de  $200\mu\text{m}$ . La durée de simulation présentée est de 0.015 seconde pour chaque cas. Il est intéressant de voir que le phénomène de fusion se produit instantanément avec l'interaction laser-matière, et que la température maximale atteinte n'est maintenue que pour un laps du temps après le passage laser, puis le processus de refroidissement par convection et rayonnement prend place. En fonction de la vitesse du laser et de l'espacement entre deux passages, le même point du matériau est thermiquement excité plusieurs fois et de différentes manières. En pratique, cela signifie que le matériau est soumis à plusieurs flux et scénarios thermiques, ce qui peut affecter la structure finale obtenue des pièces réelles, et par conséquent, sur leur comportement à l'usage. En termes d'énergie déposée durant le frittage, plus la distance séparant deux passages laser est grande, plus faible est l'énergie reçue par le matériau et moins élevée la température maximale atteinte. Comme indiqué sur la figure 5, concernant le champ de température sur la surface supérieure pour le Cas 3, cette distribution ainsi que son intensité sont fonction de la puissance laser, du diamètre du spot et du temps de séjour local du laser qui dépend de la vitesse du balayage.

#### 4.4. Évolution du domaine fondu au cours du procédé

Une donnée importante nécessaire pour étudier l'effet du laser incident sur le lit de poudre et pour la maîtrise et l'optimisation du procédé SLS, est la dimension de la zone fondue après le balayage laser, et son impact sur la porosité finale et l'épaisseur des couches de poudre fondues. Sur les figures 6 et 7, sont représentées les distributions de la porosité dans le plan transversal, pour une couche d'un polymère une seconde après avoir été frittée par un laser, avec deux espacements différents. Comme prévu, l'énergie totale apportée au lit de poudre étant plus élevée dans le cas d'un faible espacement, la profondeur de la zone fondue est plus importante, et la porosité est moins forte dans la zone centrale de la couche. Certes, le matériau en fusion étant maintenu à une température plus élevée, sa viscosité devient plus faible et la cinétique de diffusion de l'air sera plus rapide, conduisant à une porosité moins importante.

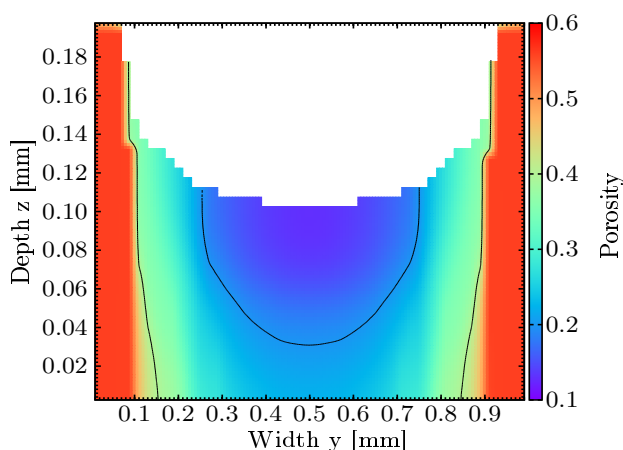


Figure 6 : Champ de porosité dans le plan ZY à  $t=1\text{s}$  pour le Cas 2

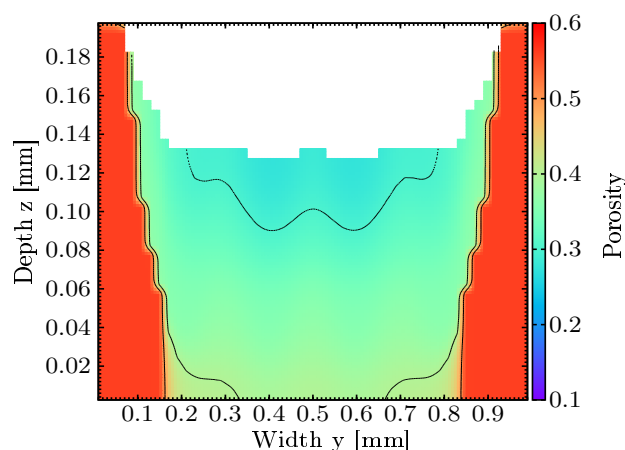


Figure 7 : Champ de porosité dans le plan ZY à  $t=1\text{s}$  pour le Cas 3

Concrètement, les propriétés mécaniques de la pièce finale dépendent fortement de la porosité restante à la fin du processus de fabrication. La densification du matériau en fusion, due à la diffusion et l'évacuation de l'air, conduit à la diminution de l'épaisseur initiale du lit de poudre, qui conditionne la dimension finale de la pièce entière. Comme le montrent les deux figures 6 et 7, la diffusion de l'air génère un retrait volumique graduel durant le processus. La profondeur de ce retrait est un facteur majeur pour l'amélioration du procédé notamment pour maîtriser les dimensions. Un retrait volumique important avant d'étaler la couche suivante engendre localement une épaisseur de poudre importante à fondre, ce qui peut induire à une mauvaise

adhérence entre les différentes couches de la pièce. De plus, le champ de température et toutes les propriétés thermophysiques du matériau fondu pendant le processus sont influencés par ce phénomène. En terme du procédé réel, pour définir l'épaisseur optimale des couches de poudre, il y a nécessité de prendre en compte ce phénomène dans les simulations. Cela peut être défini comme une utilité pratique de notre modèle, car il est capable de prédire tous ces phénomènes mis en jeu d'une façon couplée, et de proposer des recommandations concrètes.

## 5. Conclusion

L'objectif de ce travail est de proposer une modélisation capable de simuler l'ensemble du procédé SLS, pour une application aux poudres polymères, en prenant en compte les phénomènes impliqués : interaction laser-poudre, fusion, coalescence et évacuation d'air, densification et tassement du lit de poudre, ainsi que l'évolution de toutes les propriétés thermophysiques avec l'histoire thermique. Le modèle développé a été validé par comparaison à des résultats expérimentaux issus de la littérature, ensuite appliqué pour étudier plusieurs phénomènes se produisant lors du frittage d'une couche de poudre polymère, via une analyse paramétrique. Par rapport à des travaux similaires de la littérature, avec le même objectif de développer une modélisation à l'échelle du procédé, nous avons proposé ici une approche originale capable de fournir des résultats aidant à la qualification et l'amélioration du procédé. Les premiers résultats sont très intéressants, et représentent une réelle alternative au développement du procédé SLS pour l'analyse des caractéristiques finales des pièces produites à l'échelle industrielle.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier l'agence nationale de la recherche ANR pour le financement du projet 3D-SLS (ANR-15-CE08-0028).

## Références

- [1] W. King, A. Anderson, R. Ferencz, N. Hodge, C. Kamath, S. Khairallah, and A. Rubenchik. *Applied Physics Reviews*, 2(4) :041304, 2015.
- [2] J. C. Nelson, S. Xue, J. W. Barlow, J. J. Beaman, H. L. Marcus, and D. L. Bourell. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 32(10) :2305–2317, 1993.
- [3] D. Riedlbauer, M. Drexler, D. Drummer, P. Steinmann, and J. Mergheim. *Computational Materials Science*, 93 :239–248, 2014.
- [4] M. Berzins, T. Childs, and G. Ryder. *CIRP Annals-Manufacturing Technology*, 45 :187–190, 1996.
- [5] D. Riedlbauer, P. Steinmann, and J. Mergheim. Thermomechanical simulation of the selective laser melting process for pa12 including volumetric shrinkage. In *PROCEEDINGS OF PPS-30 : The 30th International Conference of the Polymer Processing Society—Conference Papers*, volume 1664, page 160005. AIP Publishing, 2015.
- [6] L. Xin, M. Boutaous, S. Xin, and D. A. Siginer. *Additive Manufacturing*, 2017.
- [7] L. Xin, M. Boutaous, S. Xin, and D. A. Siginer. *International Journal of Thermal Sciences*, 120 :50–62, 2017.
- [8] V. Voller and C. Swaminathan. *Numerical Heat Transfer, Part B Fundamentals*, 19 :175–189, 1991.
- [9] K. Nayak, S. Saha, K. Srinivasan, and P. Dutta. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(11) :1833–1844, 2006.
- [10] Z. Hashin and S. Shtrikman. *Journal of applied Physics*, 33(10) :3125–3131, 1962.
- [11] M F Modest. *Radiative heat transfer*. Academic press, 2013.
- [12] D. Defauchy. *Simulation du procédé de fabrication directe de pièces thermoplastiques par fusion laser de poudre*. PhD thesis, Ecole nationale supérieure d'arts et métiers-ENSAM, 2013.
- [13] C. T. Bellehumeur, M. Kontopoulou, and J. Vlachopoulos. *Rheologica acta*, 37 :270–278, 1998.
- [14] G. W. Scherer. *Journal of the American Ceramic Society*, 67(11) :709–715, 1984.
- [15] J. C. Chai, H. S. Lee, and S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer*, 26 :225–235, 1994.
- [16] L. Verbelen, S. Dadbakhsh, M. Van den Eynde, J. P. Kruth, B. Goderis, and P. Van Puyvelde. *European Polymer Journal*, 75 :163–174, 2016.

# Simulation thermique d'empilement de dépôts de fil d'Aluminium A4043 avec le procédé MIG-CMT.

Sébastien ROUQUETTE\*, Arturo GOMEZ, Luis CORONA, Frédéric DESCHAUX-BEAUME.

LMGC, Université de Montpellier, CNRS, Pl. Eugène Bataillon, 34095 MONTPELLIER.

(\*auteur correspondant : [sebastien.rouquette@umontpellier.fr](mailto:sebastien.rouquette@umontpellier.fr))

## Résumé

Un procédé de fabrication additive arc et fil a été développé pour la réalisation de dépôts d'aluminium. Les premiers essais ont consisté à déterminer des plages de fonctionnement qui permettent d'obtenir des dépôts réguliers. On a remarqué un pompage thermique important de la plaque support lors des 6 premiers dépôts. Une modélisation thermique du procédé a été entreprise dans le but de comprendre les phénomènes thermiques survenant lors de l'opération de déposition. On a remarqué que l'effet de pompage thermique de la plaque support est négligeable après le 9<sup>ième</sup> dépôt.

## Nomenclature

### Abbréviations

FA Fabrication Additive

EBM Electron Beam Melting

SLM Selective Laser Melting

PWD Plasma Wire Deposition

PM Poudre Métallique

MIG Metal Inert Gas

CMT Cold Metal Transfer

PLA Poly-Lactic acid

ABS Acrylonitrile butadienestyrene

### Symboles

$\Omega$  domaine d'étude

$R^3$  espace vectoriel Euclidien

L longueur

l largeur

e épaisseur

$\vec{x}$  vecteur dans l'espace  $R^3$

$\Gamma_i$  frontière i du domaine  $\Omega$

$t_f$  temps final de la simulation

$T_{(\vec{x},t)}$  température, K

$\rho_{(T)}$  masse volumique, kg.m<sup>-3</sup>

$C_p(T)$  capacité thermique, J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>

t temps, s

$\partial$  dérivée partielle

$\lambda_{(T)}$  conductivité thermique, W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>

$\Delta H_{fus} = 397 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$  chaleur latente de fusion

$T_f = 909 \text{ K}$  température de fusion AA4043

$h_{(T)}$  coefficient d'échange convectif, W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>

$\epsilon$  coefficient d'émissivité

$\sigma$  constante de Stefan, W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-4</sup>

$T_{amb}$  température ambiante, K

$\vec{n}$  vecteur normal

$R_{thc}$  résistance thermique de contact, m<sup>2</sup>.K.W<sup>-1</sup>

$V_s$  vitesse de soudage, mm/min

I intensité de soudage, A

U tension de soudage, V

$\eta$  rendement du procédé MIG

a, b, c semis-axes de l'ellipsoïde dans les directions x, y, z

$f_i$  fraction d'énergie déposée dans la zone i de l'ellipsoïde

$Q = \eta \cdot U \cdot I$  source de chaleur volumique, J.m<sup>-3</sup>

## 1 La fabrication additive à l'arc et fil

La Fabrication Additive est une technologie prometteuse car elle permet d'économiser de la matière première et de réduire le temps entre la fabrication et la mise à disposition de la pièce. De plus, la conception de la pièce FA permet de créer des formes « libres » ce qui permet, par exemple, d'améliorer une propriété fonctionnelle ou de diminuer le poids de la pièce. Un système de FA classique se compose d'un système de translation/rotation, d'une source de chaleur et d'un matériau qui peut être sous forme de fil ou de poudre. Plusieurs procédés de FA ont été développés depuis le début des années 2000 pour la fusion localisée de

poudres métalliques. Ces procédés utilisent soit un faisceau d'électron, soit un laser ou un arc plasma comme source de chaleur pour fondre la poudre métallique. La PM est soit déposée sur une plaque (on parle de lit de poudre) soit projetée. Ces procédés de FA sont déjà employés dans l'industrie aéronautique pour la réalisation de pièces critiques : des longerons, parties du train d'atterrissage [1]. Ces procédés de FA : EBM, SLM, ..., ont un prix d'achat qui démarre à partir de 500k€ à plusieurs M€. Les pièces réalisées sont d'une très grande précision, elles sont généralement de petite taille (chambre de fabrication < 0,5m) et le taux de dépôt du matériau est faible 0,05 à 0,9 kg [2].

Récemment, un procédé dédié au soudage, le MIG, a été employé comme procédé de FA en utilisant un fil métallique. La fusion du matériau, un fil-électrode fusible, est obtenue grâce à l'arc électrique généré entre le support et l'extrémité du fil. La protection contre l'oxydation est généralement réalisée par l'apport d'un gaz inerte (Argon) dans la zone de fusion. La société Fronius a mis au point un générateur MIG dit CMT qui permet de contrôler le transfert de chaleur et de matière avec précision. Ce générateur de soudage : MIG-CMT, est un procédé très prometteur pour la réalisation de pièces par FA à l'arc et fil. Ce procédé permet de réaliser des pièces de grandes dimensions (plusieurs mètres) mais avec un état de surface grossier. Les pièces réalisées par FA à l'arc et fil à l'aide du procédé MIG-CMT nécessite un parachèvement mécanique de type usinage, par exemple, ainsi qu'un traitement thermique pour éliminer les contraintes résiduelles. Le coût d'une installation FA avec le procédé MIG-CMT (robot, procédé CMT, positionneurs ...) est inférieur à 200k€. Il est très intéressant pour la réalisation de pièces de moyenne (0,5m) à grandes dimensions.

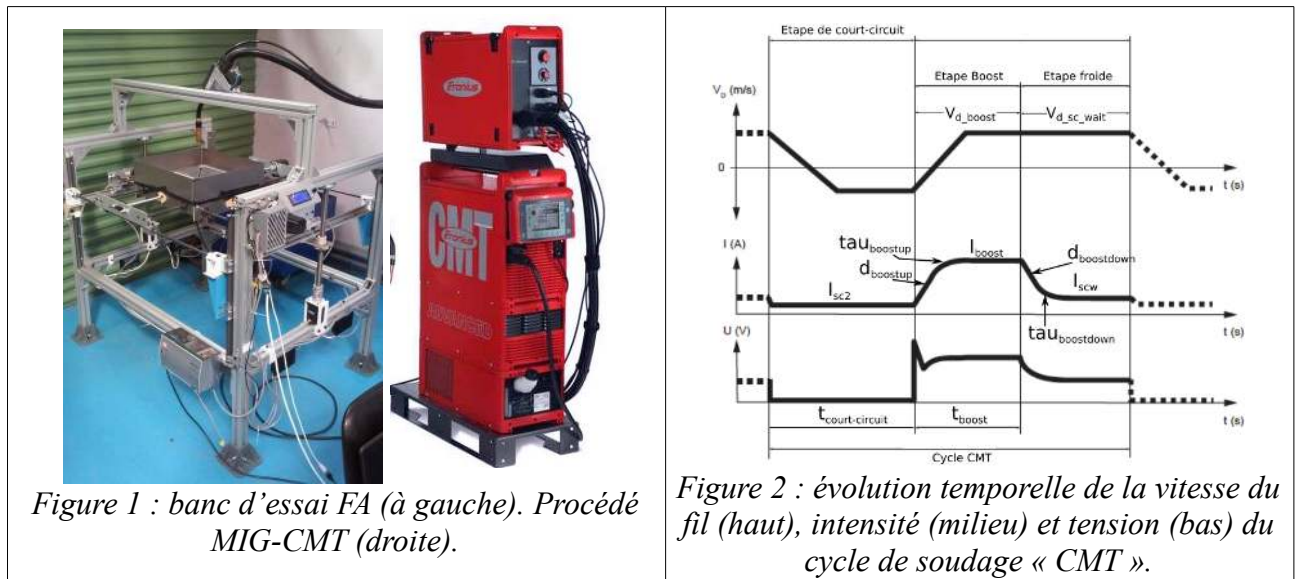
Depuis plus de deux ans, nous travaillons sur la FA à l'arc avec du fil en alliage d'aluminium Al5Si. Un banc expérimental a été développé, il comprend une table permettant des déplacements dans les 3 directions (XYZ) associé à un générateur MIG-CMT dont la torche de soudage est fixe. Les essais expérimentaux ont consisté à déterminer l'effet des paramètres du procédé CMT (tension, vitesse de déplacement, intensité, ...) sur la géométrie du dépôt (largeur, hauteur, mouillage). Les essais ont montré que la géométrie du dépôt était fortement transitoire lors des 10/15 premiers millimètres et qu'elle se stabilisait par la suite. L'empilement de plusieurs dépôts a montré que l'incrément de hauteur entre dépôts diminuait et que la largeur augmentait jusqu'au 6<sup>ième</sup> dépôt pour les paramètres opératoires utilisés. Afin de mieux comprendre les transferts thermiques mis en jeu au cours du dépôt, nous avons décidé de modéliser les transferts thermiques lors de l'empilement de plusieurs dépôts. Cette simulation thermique servira, par la suite, à évaluer les contraintes résiduelles finales du « mur » (superposition de plusieurs dépôts) ou encore à prédire la microstructure finale de ce « mur ». Un modèle thermique 3D est défini. La source de chaleur provenant de l'arc électrique est modélisée à l'aide d'une gaussienne à double ellipsoïde. Plusieurs simulations sont réalisées pour aller jusqu'à 12 dépôts afin de mieux comprendre l'effet du pompage thermique de la tôle support sur les caractéristiques géométriques des dépôts empilés.

## 2 Dispositif expérimental

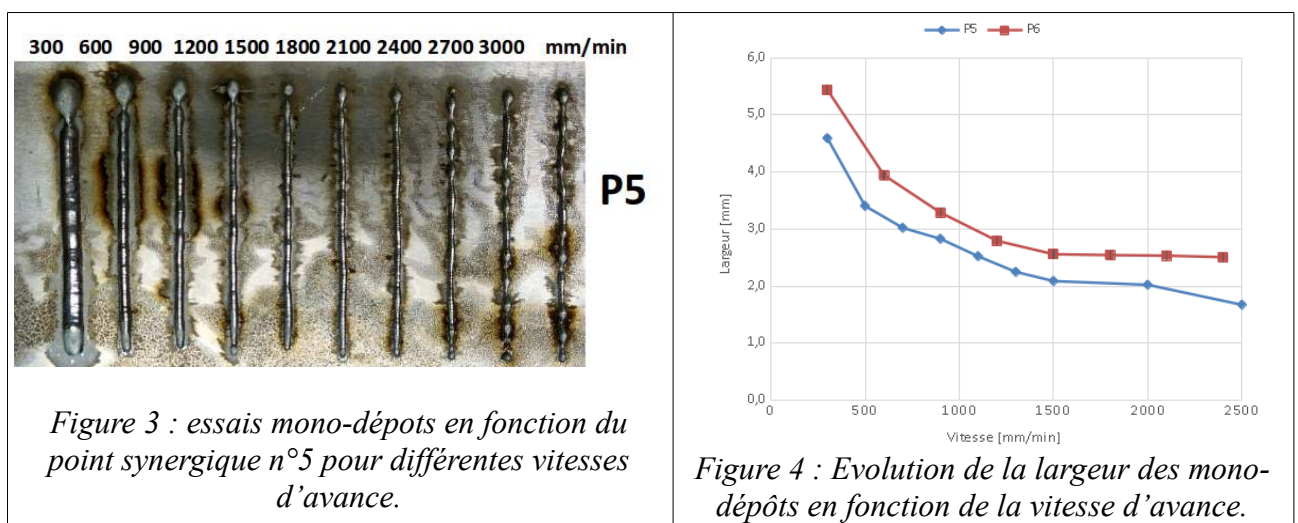
Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1. Le banc d'essai est inspiré des imprimantes 3D utilisées pour le dépôt de fil en PLA ou ABS. L'idée principale a consisté à mettre au point un dispositif FA « peu coûteux ». Le dispositif sans le générateur de soudage a coûté moins de 2 k€. Le générateur MIG-CMT a coûté 25k€. Le dispositif développé permet de travailler dans un volume de 0,3x0,3x0,3m<sup>3</sup>. Le pilotage des déplacements est assuré à l'aide de logiciels « libres » : Marlin et carte Arduino pour le contrôle des moteurs pas à pas, Slicer pour le « tranchage » de la géométrie en épaisseurs et Repetier pour le pilotage de la fabrication. Le générateur MIG-CMT a été choisi car il contrôle électroniquement la chaleur qui sert à fusionner le fil métallique. L'intensité de soudage, la tension ainsi que la vitesse de dévidage du fil sont contrôlés par le générateur. Le cycle CMT est montré dans la figure 2 et il



est défini à l'aide de 8 paramètres. Il a été conçu pour le soudage des fines épaisseurs car il permet d'utiliser des niveaux d'énergie de soudage très faibles.



Les premiers essais ont consisté à définir les points de fonctionnement du générateur CMT intéressants. Les points de fonctionnement correspondent à un diamètre de fil donné et à un matériau donné. Pour le point 5, il correspond à un fil d'Al5Si de diamètre 1,2mm, le point 6 à un fil de diamètre 1,5 mm, ... Pour chaque point de fonctionnement, on a réalisé des dépôts de 80 à 90mm de long et on a fait varier la vitesse de déplacement. Ces résultats sont exposés dans les figures 3 et 4. On remarque que lorsque la vitesse augmente, la largeur du dépôt diminue jusqu'à obtenir des dépôts discontinus (au delà de 2400 mm/min). On constate aussi un problème au démarrage du dépôt (haut de la photo, figure 3) : une grosse goutte suivie d'une réduction de la section du dépôt puis le reste du dépôt semble garder une forme géométrique constante. Ceci est dû à la conductivité thermique élevée de l'aluminium. Le plateau support absorbe toute la chaleur, empêchant le métal liquide de s'étaler, puis monte en température rapidement permettant un étalement du métal liquide.



Par la suite, des empilements de dépôts ont été réalisés, aussi appelés « mur ». On a constaté une différence dans la largeur du mur lors des 6/7 premiers dépôts comme on peut le voir sur la macrographie présentée dans la figure 5. Au delà de la 7<sup>ième</sup> couche, les dépôts semblent conserver les mêmes caractéristiques géométriques (largeur, hauteur). Ce

phénomène est aussi du à la conductivité thermique élevée de l'aluminium qui propage la chaleur par conduction vers la plaque support. Ce phénomène s'estompe après 6/7 couches. On a remarqué aussi que l'ajout d'une pause entre chaque dépôt (de longueur 90 mm) permet d'obtenir une stabilisation de la largeur après 6 dépôts, figure 6. La mesure de la largeur des dépôts a été réalisée à l'aide d'un scanner 3D Bruker. Le scanner permet d'obtenir un nuage de points représentatif de la surface du dépôt au format STL. Ensuite, le logiciel Geomagic est utilisé pour exploiter ces données afin de déduire la largeur et hauteur moyenne du dépôt avec une précision de 10 $\mu$ m.

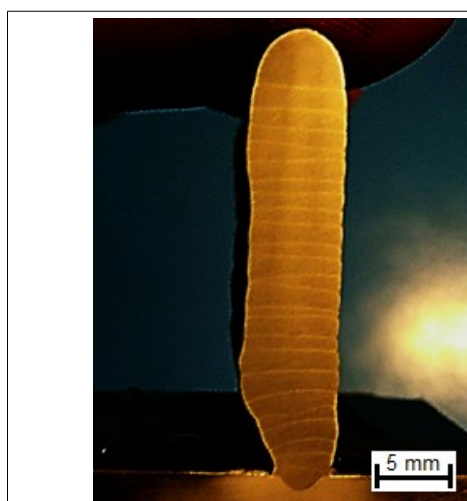


Figure 5 : Macrographie du « mur » réalisée avec le point de fonctionnement n°6, une vitesse d'avance de 900 mm/min et une pause de 15 secondes entre dépôts.

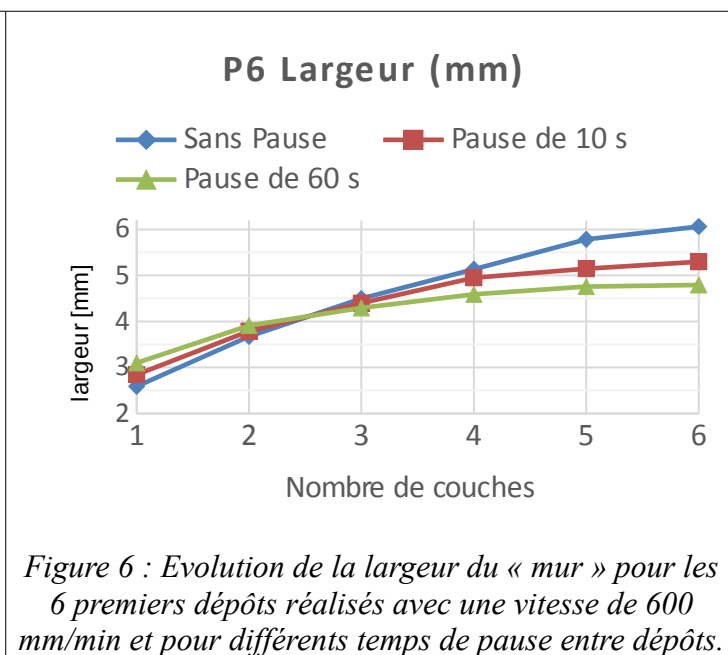


Figure 6 : Evolution de la largeur du « mur » pour les 6 premiers dépôts réalisés avec une vitesse de 600 mm/min et pour différents temps de pause entre dépôts.

Afin de bien appréhender les transferts thermiques au sein de la plaque support et des dépôts empilés, nous avons réalisé une simulation thermique aux éléments finis de ce procédé. Cette simulation thermique pourra servir de base à d'autres études comme : la prédiction des contraintes résiduelles ou la microstructure finale, ...

### 3 Modélisation des transferts thermiques

Le domaine d'étude  $\Omega \subset \mathbb{R}^3$  est défini par une plaque « support » en aluminium de dimension  $L \times l \times e = 120 \times 15 \times 3$  mm, figure 7. La géométrie considérée possède un axe de symétrie ce qui permet de considérer qu'une moitié de la plaque et du dépôt. Le dépôt a une longueur de 100mm et une section circulaire de rayon 1,9 mm. La section du dépôt « simplifiée », a été extrapolée à partir d'une macrographie, voir figure 8. Le déplacement de la source de chaleur (torche de soudage) est dans la direction (Oy). La plaque support en aluminium est désignée par le symbole  $\Omega$ . Les surfaces du domaine  $\Omega$  sont définies par  $\Gamma_{\text{sup}}$  la surface supérieure où est réalisé le dépôt métallique en  $z=3$ mm,  $\Gamma_{\text{inf}}$  est la surface inférieure à  $z=0$ mm (cette face est en contact avec le plateau mobile du banc FA),  $\Gamma_{\text{lat}}$  est la surface latérale à  $x=15$ mm,  $\Gamma_{\text{ini}}$  est la surface à  $y=0$ mm et  $\Gamma_{\text{fin}}$  est la surface à  $y=120$ mm.  $\Gamma_{\text{sym}}$  est le plan de symétrie de la plaque en  $x=0$ mm.

Soit  $\Omega \in \mathbb{R}^3$  le domaine d'étude et le vecteur  $\vec{x} \in \Omega$  défini par  $\vec{x} = (x, y, z)$ . Soit  $I$  l'intervalle de temps de la simulation défini comme  $I = [0, t_f]$ . L'équation de la conduction de la chaleur appliquée au solide immobile  $\Omega$  avec une source de chaleur volumique  $Q$  s'écrit :



$$\frac{\partial(\rho_{(T)} \cdot C_p^{eq}(T) \cdot T)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \vec{x}} \left( \lambda_{(T)} \frac{\partial T}{\partial \vec{x}} \right) = Q(\vec{x}) \quad \text{dans } \Omega \times I \quad (1)$$

avec  $\rho$ ,  $C_p^{eq}$  et  $\lambda$  sont respectivement la masse volumique, la chaleur spécifique et la conductivité thermique. Ces trois paramètres dépendent uniquement de la température. Le symbole « eq » du paramètre  $C_p^{eq}$  signifie qu'on prend en compte la chaleur latente de fusion  $\Delta H_{fus}$  dans le paramètre chaleur spécifique de la manière suivante :

$$C_p^{eq}(T) = C_p(T) + \Delta H_{fus} e^{-\frac{(T-T_f)^2}{\Delta T_f}} \quad (2)$$

avec  $T_f = \frac{T_{solidus} + T_{liquidus}}{2}$  et  $\Delta T_f = T_{liquidus} - T_{solidus}$ .

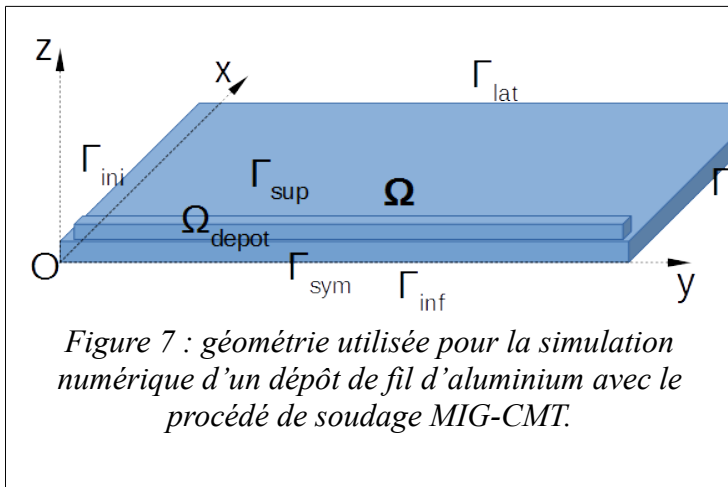


Figure 7 : géométrie utilisée pour la simulation numérique d'un dépôt de fil d'aluminium avec le procédé de soudage MIG-CMT.

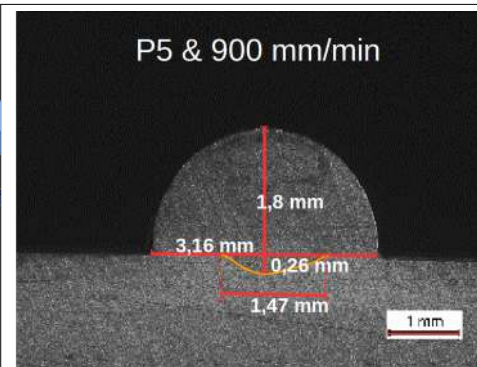


Figure 8 : macrographie d'une section d'un dépôt établie avec un microscope LEICA.

Les différentes frontières du domaine  $\Omega$  sont définies dans la figure 7. Elles sont soumises aux conditions aux limites suivantes :

$$\text{Sur } \Gamma_{sup} : -\lambda \left( \frac{\partial T(\vec{x},t)}{\partial \vec{n}} \right) \cdot \vec{n} = Q_{MIG}(\vec{x},t) + h(T_{(\vec{x},t)} - T_{amb}) + \varepsilon \sigma (T_{(\vec{x},t)}^4 - T_{amb}^4) \quad (3)$$

où le terme de gauche de l'équation (3) représente le flux de chaleur. Le premier terme de droite de l'équation (3)  $Q_{MIG}$  est l'apport de chaleur fourni par l'arc électrique, le second terme de droite représente les pertes de chaleur par convection avec  $h = 20 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  qui est le coefficient de convection thermique et le dernier terme de droite représente les pertes de chaleur par rayonnement avec  $\varepsilon = 0,2$  l'émissivité du matériau (cas de l'hypothèse d'un corps gris) et  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann.

Sur les frontières  $\Gamma_{lat}$ ,  $\Gamma_{ini}$  et  $\Gamma_{fin}$ , on a des échanges thermiques par convection et par rayonnement entre la plaque « support » en aluminium et l'environnement ambiant (air) :

$$-\lambda \left( \frac{\partial T(\vec{x},t)}{\partial \vec{n}} \right) \cdot \vec{n} = h(T_{(\vec{x},t)} - T_{amb}) + \varepsilon \sigma (T_{(\vec{x},t)}^4 - T_{amb}^4) \quad (4)$$

Sur la frontière  $\Gamma_{sym}$ , on applique une condition de symétrie dans le plan (O,y,z) :

$$-\lambda \left( \frac{\partial T(\vec{x},t)}{\partial \vec{n}} \right) \cdot \vec{n} = 0 \quad (5)$$

La surface inférieure  $\Gamma_{inf}$  de la plaque est en contact avec la table mobile. Le matériau du plateau mobile est lui aussi en Aluminium. On modélisera ce contact Aluminium – Aluminium à l'aide d'une résistance thermique de contact  $R_{thc}$  calculée de la manière suivante :  $H_{thc} = \frac{1}{R_{thc}} = \frac{\lambda_{air}}{e_{air}}$ . On supposera une lame d'air d'épaisseur  $e = 0,1 \text{ mm}$  avec une

conductivité thermique de l'air de 0,0262 W/m/K. Cela donne une résistance thermique de contact de  $R_{thc} = 3,81e-3 \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$  à la température ambiante. On a donc :

$$-\lambda \left( \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial \vec{n}} \right) \cdot \vec{n} = H_{thc} (T(\vec{x}, t) - T_{plateau}) \quad (6)$$

Afin de résoudre le système d'équations aux dérivées partielles (1) à (6), on lui associe une condition initiale pour le champ de température dans le domaine  $\Omega$  :

$$T(\vec{x}, t=0s) = T_{amb} \approx 293 \text{ K} \quad (7)$$

La source de chaleur provenant de l'arc électrique a été modélisée à l'aide d'une gaussienne à double ellipsoïde comme proposée par Goldak [3]. Goldak et al [3] distinguent la partie avant (front) et arrière de la zone échauffée en les caractérisant avec un jeu de 3 coefficients a, b, c. Une expression gaussienne est aussi employée mais un coefficient différent est utilisé dans les 3 directions du repère. La double ellipsoïde Gaussienne est définie par l'expression mathématique suivante :

$$q_{(x, y, z, t)} = \frac{6 \sqrt{3} f Q}{abc \pi \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{3x^2}{c^2}\right)} e^{-\left(\frac{3y^2}{a^2}\right)} e^{-\left(\frac{3[z+v(\tau-t)]^2}{b^2}\right)} \quad (8)$$

avec  $f = f_f$  à l'avant de la torche et  $f = f_r$  à l'arrière sous la condition  $f_f + f_r = 2$ . Le coefficient  $f$  permet d'obtenir des gradients thermiques plus importants à l'avant de la source de la chaleur et moins importants à l'arrière. On retrouve souvent des valeurs respectives pour  $f_f$  et  $f_r$  égales à 0,6 et 1,4 que ce soit pour simuler le soudage par faisceau d'électron [3] ou le soudage MAG [4,5]. Pour des raisons de continuité de la double ellipsoïde, une autre contrainte apparaît sur le coefficient  $c$  qui lui aussi prend une valeur différente sur la partie frontale de la source de chaleur par rapport à la partie arrière. On a

ainsi :  $\frac{f_f}{c_f} = \frac{f_r}{c_r}$  ce qui donne la relation suivante :  $f_f = 2 \frac{c_f}{c_f + c_r} = 2 - f_r$  [6].

## 4 Résultats numériques

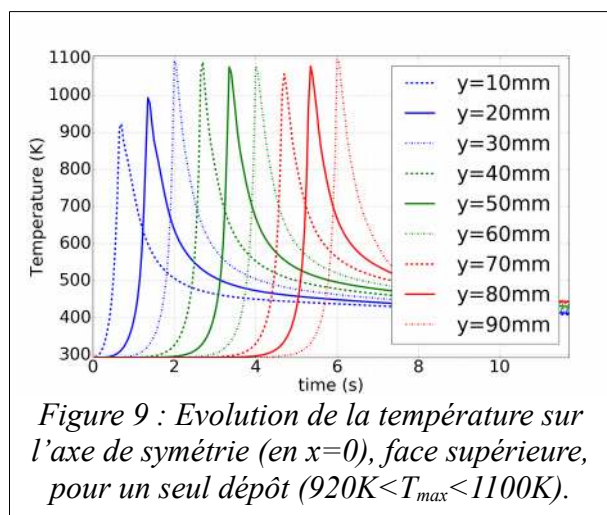
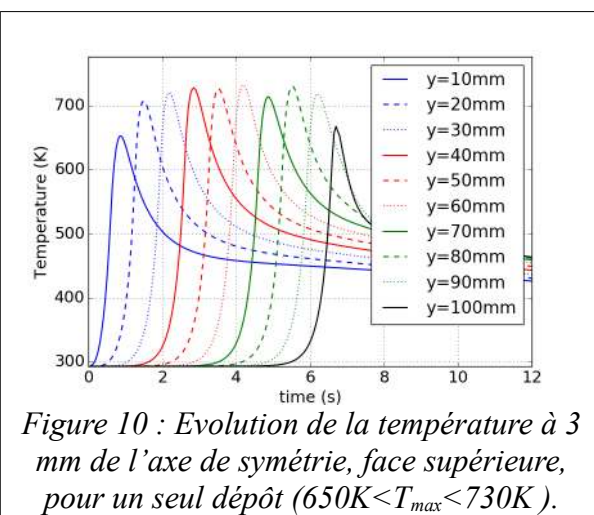
Le logiciel libre « ELMER » a été utilisé pour la simulation thermique 3D (<https://www.csc.fi/web/elmer>). La géométrie et le maillage ont été réalisés avec le logiciel libre gmsh [7]. Le maillage créé avec gmsh est constitué de 50325 éléments finis tétraédriques. Dans la zone située entre le plan de symétrie ( $x=0$  mm) et le plan situé à  $x=1,9$  mm, la taille des éléments finis est de 0,3 mm puis elle augmente pour atteindre une taille de 1,67 mm en  $x=15$  mm ( $\Gamma_{lat}$  voir figure 7). Le pas de temps est fixé à 0,05s pour une durée de simulation de 21,67s (6,67s pour la partie chauffage plus 15s de refroidissement). La vitesse de déplacement de la source de chaleur a été fixée à 15mm/s. Le temps de calcul a duré environ 1h20 sur un ordinateur portable avec 4 cœurs fonctionnant à une fréquence 2,4GHz et une mémoire de 4GO (sous Ubuntu). Les éléments finis du dépôt sont « activés » au fur et à mesure de l'avance de la source de chaleur à l'aide d'une subroutine fortran (technique appelée « élément silencieux »). Les propriétés thermophysiques des éléments finis discrétisant le dépôt sont initialement affectées d'une valeur faible, 1e-6, tant qu'ils se situent devant la source de chaleur puis ils prennent les valeurs de l'aluminium 4043. Les expressions pour la densité, la chaleur spécifique et la conductivité en fonction de la température sont les suivantes [8] :

$$\begin{aligned} \rho_{(T)} &= 2680 - 0,212(T - 293) \text{ tant que } T < T_f \text{ sinon } \rho_{liq} = 2385 \text{ kg/m}^3 \\ C_p(T) &= 728,4 + 0,5.T - 8e-4 T^2 \text{ si } T < T_f \text{ sinon } C_{pliq}(T) = 1160 \text{ J/kg} \\ \lambda_{(T)} &= 149,7 + 0,0809.T - 0,0001.T^2 \text{ si } T < T_f \text{ sinon } \lambda_{sol} = 68 \text{ W/m/K.} \end{aligned}$$

Les autres paramètres de la simulation sont définis dans la table 1.

paramètre	I (A)	U (V)	V <sub>s</sub>	η	c <sub>f</sub> (mm)	b (mm)	a (mm)	f <sub>f</sub>
Valeur	76	12,3	15	0,79	2	1,1	4	0,6

Table 1 : Paramètres de soudage (P5) et de la double ellipsoïde retenus pour la simulation


 Figure 9 : Evolution de la température sur l'axe de symétrie (en  $x=0$ ), face supérieure, pour un seul dépôt ( $920K < T_{max} < 1100K$ ).

 Figure 10 : Evolution de la température à 3 mm de l'axe de symétrie, face supérieure, pour un seul dépôt ( $650K < T_{max} < 730K$ ).

Dépôt	10 mm	20 mm	30 mm	40 mm	50 mm	60 mm	70 mm	80 mm	90 mm
n=1ier	922,5	993,1	1094,1	1089,5	1076,1	1078,2	1057,6	1078,2	1095,4
n=2ième	1044,4	1184,5	1175,4	1183,2	1166,2	1174,1	1173,4	1171,7	1178,1
n=3ième	1223,9	1296,2	1316,2	1304,4	1297,2	1335,1	1317,1	1291,1	1292,1
n=6ième	1376,1	1462,6	1464,5	1466,5	1465,1	1461,3	1459,3	1455,3	1445,7
n=9ième	1402,7	1515,1	1544,6	1536,8	1547,6	1521,1	1508,1	1470,9	1491,6
n=12ième	1403,6	1492,1	1540,8	1562,2	1521,8	1511,7	1521,7	1529,6	1510,8

Table 2 : Température maximale (en kelvin) atteinte en différents points situés sur l'axe de symétrie (face supérieure) pour chaque dépôt réalisé (empilement)

Par la suite, nous avons procédé à la simulation de 12 dépôts afin de comprendre l'effet d'élargissement du mur qui se produit lors de l'empilement des dépôts, voir figure 5. Les températures maximales relevées sur l'axe de symétrie, sur la face supérieure soumise à la source de chaleur, sont reportées dans la table 2 ci-dessous. On a reporté les valeurs pour  $n = 1, 2, 3$  puis 6 puis 9 et enfin 12 dépôts. Pour un seul dépôt, la température maximale est d'environ 1100K dans la zone quasi-stationnaire, pour  $y > 30$ mm de la figure 9. Lors de la réalisation du 2<sup>ème</sup> dépôt, ce pic de température augmente jusqu'à une valeur moyenne de 1170K. Il augmente encore lors du 3<sup>ème</sup> dépôt pour atteindre une valeur moyenne de 1310K dans la zone quasi-stationnaire. Entre le 3<sup>ème</sup> dépôt et le 6<sup>ème</sup>, ce pic de température augmente encore de 150K pour atteindre une valeur moyenne de 1460K. Enfin, cette augmentation n'est plus que de 50 à 70K entre la 6<sup>ème</sup> et 9<sup>ème</sup> couche. Il n'y a presque plus d'augmentation du pic de température entre la 9<sup>ème</sup> et 12<sup>ème</sup> couche. Cette stabilisation du maximum de température le long du dépôt au-delà de la 9<sup>ème</sup> couche signifie que les dépôts réalisés par la suite auront les mêmes caractéristiques géométriques (hauteur et largeur) que le dépôt n°9. Expérimentalement, on a observé la stabilisation de la largeur et de la hauteur entre le 6<sup>ème</sup> et 7<sup>ème</sup> dépôt comme présenté dans la figure 5.

## 5 Conclusion

Un procédé de fabrication additive arc et fil a été développé pour la réalisation de dépôts d'aluminium. Les premiers essais ont consisté à déterminer des plages de fonctionnement (tension, intensité, vitesse de déplacement ...) qui permettent d'obtenir des dépôts réguliers. Par la suite, des empilements de dépôts ont été réalisés. On a remarqué un pompage thermique important de la plaque support lors des 6 premiers dépôts. Cela se traduit expérimentalement par une augmentation de la largeur du dépôt lorsqu'on les empile jusqu'au 6<sup>ième</sup> – 7<sup>ième</sup> dépôt. Au delà, la largeur et la hauteur du dépôt se stabilisent. Ce comportement est important car il doit être pris en compte dans le processus de fabrication additive. Une modélisation thermique du procédé a été entreprise dans le but de simuler cette opération de déposition et de mieux comprendre les phénomènes thermiques survenant lors de l'opération de déposition. On a remarqué que le champ de température atteignait une zone quasi-stationnaire après 30mm de longueur de dépôt. De même, lors de l'empilement des dépôts, l'effet de pompage thermique de la plaque support est supprimé après 9 dépôts.

Cette simulation thermique doit être validée après confrontation avec des mesures de températures réalisées avec des thermocouples de type K. Une fois validée, on pourra calculer le champ de température d'un « mur » (plusieurs dépôts successifs) afin de prédire le champ de contraintes résiduelles final (via le code de calcul ASTER qui nécessite le champ de température dépôt après dépôt comme donnée d'entrée).

### Références

1. S.W. Williams, F. Martina, A.C. Addison, J. Ding, G. Pardal, P. Colegrove. Wire + Arc Additive Manufacturing, *Materials Science and Technology*, vol. 32, pp. 641-647 (2016).
2. F. Martina. Investigation of methods to manipulate geometry, microstructure and mechanical properties in titanium large scale Wire + Arc Additive Manufacturing, *PhD thesis*, Cranfield University (2014).
3. J. Goldak, A. Chakraverti, M. Bibby. A new finite element model for welding heat sources, *Metallurgical Transactions B*, vol. 15B, pp299-305 (1984).
4. [J. Ding, P. Colegrove, J. Mehnen, S. Ganguly, P.M. Sequeira Almeida, F. Wangb, S. Williams, Thermo-mechanical analysis of Wire and Arc Additive Layer Manufacturing process on large multi-layer parts, *Computational Materials Science*, Vol. 50, pp. 3315–3322 (2011).
5. F. Montavecchia, G. Venturini, A. Scippa, G. Campatelli, Finite element modelling of Wire-Arc-Additive-Manufacturing process, *Procedia CIRP* 55, pp.109 – 114 ( 2016 ).
6. N. T. Nguyen, A. Ohta K. Matsuoka, N. Suzuki, Y. Maeda. Analytical Solutions for Transient Temperature of Semi-Infinite Body Subjected to 3-D Moving Heat Sources, *Welding Research Supplement* (1999).
7. C. Geuzaine and J.-F. Remacle. Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities. *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 79, pp. 1309-1331 (2009).
8. Juan J. Valencia, Peter N. Quested. Thermophysical Properties, *ASM Handbook*, Vol. 15, pp. 468-481 (2008).

# Optimisation exergetique de la production d'électricité et de la distribution de chaleur d'une centrale de cogénération

Fabien MARTY, Sylvain SERRA \*, Sabine SOCHARD, Jean-Michel RENEAUME

UNIV PAU & PAYS ADOUR, LABORATOIRE DE THERMIQUE, ENERGETIQUE ET PROCEDES-IPRA, EA1932, 64000, PAU, France

\*(auteur correspondant : [sylvain.serra@univ-pau.fr](mailto:sylvain.serra@univ-pau.fr))

**Résumé** - Dans ces travaux, une étude exergetique d'une installation géothermique de cogénération est réalisée. La centrale est représentée par un Cycle Organique de Rankine pour la production d'électricité et par un Réseau de Chaleur Urbain. La répartition de l'énergie géothermale entre la production d'électricité et la distribution de chaleur se fait en parallèle. Trois cas sont traités dans cette étude et différenciés par la fonction objectif étudiée (bénéfices annuel ou destruction de l'exergie). Les répartitions des irréversibilités exergetiques du système sont alors comparées entre chaque cas.

## Nomenclature

$d$	diamètre, m	$v$	vitesse, m.s <sup>-1</sup>
$ex$	exergie massique spécifique, J.kg <sup>-1</sup>	$Var$	variables continues du problème d'optimisation
$\dot{Ex}$	flux d'exergie, W		<i>Symboles grecs</i>
$Exist$	variables discrètes du problème d'optimisation	$\Delta P$	pertes de charges, Pa
$h$	enthalpie massique, J.kg <sup>-1</sup>	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$\dot{I}$	destruction de flux d'exergie, W		<i>Indices et exposants</i>
$\dot{m}$	débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	$cond$	condenseur
$P$	pression, Pa	$cons$	consommateur
$Profit$	bénéfice net annuel, €.an <sup>-1</sup>	$exch$	échangeur
$Re$	nombre de Reynolds	$h/c$	chaud/froid
$s$	entropie massique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$in/out$	entrée/sortie
$T$	température, K	$prod$	producteur

## 1. Introduction

Dirigé par la société Fonroche Géothermie, le projet FONGEOSEC regroupe un consortium de dix partenaires. Ce projet s'inscrit dans le cadre des Investissements d'Avenir de l'Etat pilotés par l'ADEME. Il a pour but de concevoir et de réaliser un démonstrateur innovant d'une centrale géothermique haute enthalpie. L'énergie, récupérée en profondeur, servira à la cogénération d'électricité et de chaleur. Dans ce projet, l'eau géothermale est disponible à une température voisine de 185°C. La technologie ORC (de l'anglais Organic Rankine Cycle) est alors envisagée comme solution de production électrique. La distribution de la chaleur récupérée se fera par l'intermédiaire d'un RCU (Réseau de Chaleur Urbain).

D'après la littérature, les études d'optimisation des ORC ont deux enjeux majeurs :

- Le choix du fluide organique : pour s'orienter dans la recherche du fluide de travail, Quoilin *et al.* [1] proposent quelques pistes de réflexion. Shengjun *et al.* [2] mettent en avant le fait que selon le critère choisi (efficacité du cycle, puissance générée, analyses économiques) les fluides retenus ne sont pas nécessairement les mêmes. Pour résumer, Wang *et al.* [3] proposent quelques fluides utilisables par tranches de températures.

En accord avec les recommandations de la société ENERTIME (qui est en charge du dimensionnement et de l'installation de l'ORC dans le projet), le fluide choisi pour cette contribution est le R-245fa (Pentafluoropropane). Cependant la manière dont sont prises en compte dans notre outil les propriétés physiques et thermodynamiques du fluide permet, si nécessaire, la modification de celui-ci.

- Le choix de la configuration du cycle : une méthode permettant d'améliorer l'efficacité du cycle est l'utilisation d'un récupérateur de chaleur (IHE : Internal Heat Exchanger). Celui-ci utilise la vapeur basse pression sortant de la turbine, pour préchauffer le liquide haute pression avant échange avec la source géothermale. Selon les conditions opératoires du cycle, Maraver *et al.* [4] montrent que l'utilisation de cet échangeur n'est pas nécessairement avantageuse au regard de la quantité d'électricité produite. De tels résultats avaient aussi été retrouvés et présentés lors du précédent Congrès Français de Thermique [5].

Concernant l'optimisation des RCU, Mertz *et al.* [6] identifient deux enjeux :

- L'optimisation des grandeurs de dimensionnement du RCU, comme proposé par Vesterlund *et al.* [7] qui ont réalisé leur étude sur le réseau existant de Kiruna au nord de la Suède.
- L'optimisation de la configuration du RCU, comme proposé par Söderman et Pettersson [8]. Dans leur étude, Mertz *et al.* [6] proposent un problème d'optimisation permettant l'optimisation simultanée des grandeurs de dimensionnement et de la configuration du RCU.

Bien que la littérature sur ces deux technologies (ORC et RCU) prises séparément soit fournie, aucune étude ne traite en détail, à ce jour, de leur optimisation combinée. Marty *et al.* [9] proposent une méthodologie permettant de réaliser une telle optimisation et mettent en avant l'importance d'une résolution simultanée des deux technologies. La présente contribution constitue une suite à ces travaux en proposant un modèle exergetique.

Une description succincte du problème d'optimisation est donnée dans la section 2. La comparaison entre différents cas d'étude de la répartition des pertes exergetique est présentée dans la section 3.

## 2. Formulation du problème d'optimisation

### 2.1. Définition du problème

La résolution du problème d'optimisation permet de déterminer simultanément :

- les températures et pressions du fluide organique en tout point de l'ORC,
- la température de réinjection du fluide géothermal,
- le choix de l'utilisation ou non de l'IHE,
- les dimensions de tous les composants de l'ORC,
- la répartition de la source géothermale utilisée pour la production d'électricité et de chaleur,
- la configuration du RCU.

Dans cette contribution, deux fonctions objectif sont étudiées :

$$\max_{Var, Exist} Profit \text{ s.t. Equations} \quad (1)$$

$$\min_{Var, Exist} \dot{E}x_{loss} \text{ s.t. Equations} \quad (2)$$

Dans chacune des deux études, le système résolu est identique (variables et équations), seule la fonction objectif change. *Profit* correspond au bénéfice net annuel qui doivent être maximisés.  $\dot{E}x_{loss}$  correspond aux pertes de flux d'exergie qui doivent être minimisées. Les équations intervenant dans le système correspondent à des contraintes linéaires ou non-linéaires.

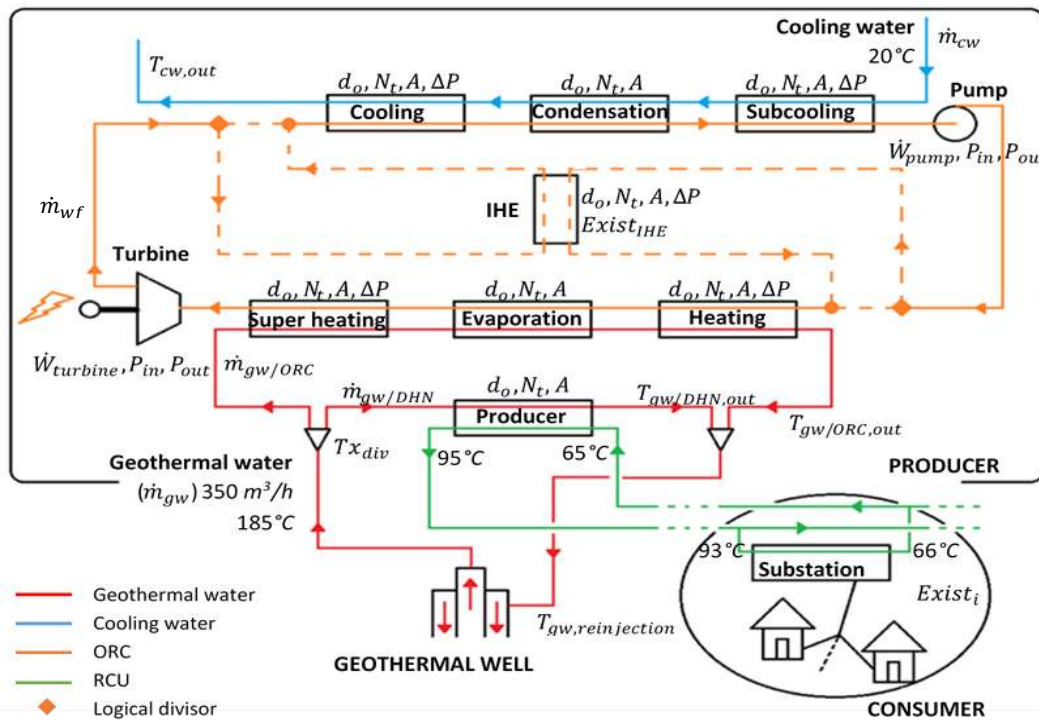


Figure 1 : Superstructure du problème d'optimisation

Le système fait intervenir des variables continues (*Var*) ou binaires (*Exist*). Les principales variables du problème sont présentées sur la superstructure en Figure 1 et sont :

- Le débit ( $\dot{m}_{wf}$ ), les températures ( $T$ ) et les pressions ( $P$ ) du fluide de travail de l'ORC, la température de réinjection de l'eau géothermale ( $T_{gw, reinjection}$ ,  $T_{gw/ORC, out}$  et  $T_{gw/DHN, out}$ ), et le débit ( $\dot{m}_{cw}$ ) et la température de sortie ( $T_{cw, out}$ ) de l'eau de refroidissement.
- Les propriétés thermodynamiques du fluide de travail (enthalpies ( $h$ ), entropies ( $s$ ) et fugacités) qui dépendent de la température et de la pression.
- Le flux de chaleur ou le travail produit/fourni par chaque élément de l'ORC.
- Les variables nécessaires pour le dimensionnement et le calcul du coût de chaque élément. Par exemple, pour les échangeurs de l'ORC, le nombre de tubes ( $N_t$ ), leurs diamètre ( $d_o$ ) et longueur ( $L$ ), la surface d'échange ( $A$ ), les coefficients de transfert et les pertes de pression ( $\Delta P$ ).
- L'existence ou non du récupérateur de chaleur interne, représentée par la variable binaire  $Exist_{IHE}$ .
- La répartition de l'eau géothermale ( $Tx_{div}$ ) entre la production de chaleur et la production d'électricité.
- Le choix de connecter (ou non) au RCU le  $i^{ème}$  consommateur ( $Exist_i$ ) et l'existence ou non de la liaison entre deux nœuds producteur ou consommateur  $i$  et  $j$  ( $Exist_{path, ij}$ ). Ce sont des variables binaires.
- Le débit massique dans chaque canalisation du RCU ( $\dot{m}_{path, ij}$ ).

La température et le débit de la source géothermale, la température disponible de l'eau de refroidissement et toutes les températures du RCU sont des données d'entrée dont les valeurs sont reportées sur la Figure 1. Une surchauffe de la vapeur de 5°C et un sous refroidissement du liquide de 2°C sont imposés au fluide organique.



Les températures du RCU sont imposées (Figure 1). Les différences de température pour l'échangeur 'producer' et pour chaque consommateur sont choisies de façon à prendre en compte 10% de pertes de chaleur dans le réseau. Pour les consommateurs, les températures sont considérées identiques ce qui constitue cependant une hypothèse importante pour notre modèle.

Les équations intervenant dans le modèle du problème d'optimisation sont présentées succinctement dans la sous-section suivante.

## 2.2. Equations et contraintes du problème

### 2.2.1. Modèle économique

Le modèle économique utilisé a déjà été présenté par les auteurs lors de travaux précédents [9,10].

Ce modèle économique s'appuie sur une modélisation physique de l'ORC et du RCU qui fait intervenir les bilans de matière et de chaleur sur chaque composant, qui utilise l'équation d'état de Peng-Robinson pour calculer les propriétés thermodynamiques du fluide organique de l'ORC et qui réalise le dimensionnement des échangeurs de l'ORC. Puis, le modèle économique estime les coûts d'investissements annualisés ( $C_{an}$ ) et de fonctionnement ( $C_{TPC}$ ) de la centrale, sur la base des paramètres physiques donnés par la modélisation physique, par la méthode présentée dans le livre de Turton *et al.* [11]. L'expression du bénéfice annuel est alors :

$$Profit = [1 - tx_{imp}] \cdot [S_{elec} + S_{heat} - C_{TPC} - C_{an}] \quad (3)$$

$S_{elec}$ ,  $S_{heat}$  et  $tx_{imp}$  correspondent respectivement à la vente d'électricité et de chaleur et sont des variables du problème d'optimisation.  $tx_{imp}$  correspond au taux d'imposition des sociétés en France et est égal à 33,33%.

Dans les travaux précédents le modèle exergetique n'avait pas été traité, il est présenté dans le paragraphe suivant.

### 2.2.2. Modèle exergetique

L'objectif du problème d'optimisation est de minimiser le flux total d'exergie perdu. Ce flux correspond à la somme des irréversibilités à laquelle est ajouté le flux d'exergie récupéré par l'eau de refroidissement du condenseur  $\dot{E}x_{utile,cond}$  (puisque cette eau n'est pas valorisé ensuite) et le flux d'exergie réinjecté dans le puits  $\dot{E}x_{reinj}$  (puisque non utilisé).

$$\dot{E}x_{loss} = \sum \dot{i} + \dot{E}x_{utile,cond} + \dot{E}x_{reinj} \quad (4)$$

Pour un système ouvert en régime permanent, le bilan présenté par Bejan [12] est résumée par l'équation (5) et permet d'estimer les irréversibilités  $\dot{I}$ .

$$\dot{i} = \sum_i \dot{E}x_{Q,i} - \dot{E}x_w + \sum_{in} \dot{m}_{in} \cdot ex_{in} - \sum_{out} \dot{m}_{out} \cdot ex_{out} \quad (5)$$

Les indices *in* et *out* correspondent respectivement aux courants de matière entrant et sortant du système. *ex* est l'exergie massique spécifique, exprimée par 2 composantes : l'exergie spécifique physique (thermique, cinétique et potentielle) et l'exergie chimique. Pour un système indéformable dont les composantes cinétique et potentielle sont négligeables (majorité des cas [12]) et en l'absence de réaction chimique ou de changement de composition, *ex* est exprimée par :

$$ex = h - h_0 - T_0 \cdot (s - s_0) \quad (6)$$



Le terme  $\dot{E}x_w$  correspond au flux d'exergie mécanique délivré par le système à son environnement et est égal à :

$$\dot{E}x_w = \dot{W} - P_0 \frac{dV}{dt} \quad (7)$$

Dans le cas d'un milieu indéformable (cas considéré ici),  $P_0 \frac{dV}{dt} = 0$ . Le flux d'exergie mécanique est alors égal au travail mécanique  $\dot{W}$ . Ce travail est compté positivement lorsqu'il est délivré par le système (cas de la turbine) et négativement lorsqu'il est apporté au système (cas de la pompe).

Dans l'équation (5), le terme  $\dot{E}x_{Q,i}$  correspond au flux d'exergie thermique échangé avec l'extérieur et est considéré nul. Les irréversibilités  $\dot{I}$  correspondent au flux d'exergie détruit et sont nécessairement positives. Elles sont exprimées pour chaque élément du système :

### Echangeurs

D'après les équations (5) et (6), le terme de destruction peut être exprimé par :

$$\dot{I}_{exch} = T_0 \cdot [\dot{m}_h \cdot (s_{h,out} - s_{h,in}) + \dot{m}_c \cdot (s_{c,out} - s_{c,in})] \quad (8)$$

Les échangeurs étudiés sont : l'évaporateur et le condenseur de l'ORC, et les échangeurs producteur et consommateurs du RCU.

### Turbine et Pompe

D'après les équations (5), (6) et (7), le terme de destruction peut être exprimé par :

$$\dot{I}_{turbine} = \dot{m}_{wf} \cdot T_0 \cdot (s_{turbine,out} - s_{turbine,in}) \quad (9)$$

$$\dot{I}_{pompe} = \dot{m}_{wf} \cdot T_0 \cdot (s_{pompe,out} - s_{pompe,in}) \quad (10)$$

Dans cette étude seule la pompe de l'ORC est étudiée. La source géothermale étant considéré constante, les irréversibilités liées à sa pompe le sont aussi. Une étude préliminaire nous a permis de négliger les irréversibilités liées à la pompe du RCU et à la pompe de l'eau de refroidissement (moins de 0.06% des destructions d'exergie).

### Canalisations

Dans les canalisations du réseau, les irréversibilités sont liées aux pertes de charge et de chaleur :

$$\dot{I}_{pipe} = \dot{I}_{\Delta P} + \dot{I}_Q \quad (11)$$

Les pertes de charge totales correspondent à la somme des pertes de charge linéaires (liées aux frottements) et des pertes de charge singulières (coudes, jonctions, ...). Ces dernières ne pouvant pas être déterminées, elles sont considérées comme représentant 30% des pertes de charge totales (équation (12)).

$$\Delta P_{tot} = \frac{100}{70} \Delta P_{lin} \quad (12)$$

$\Delta P_{lin}$  est déterminé par l'équation de Darcy-Weisbach (équation (13)) où le coefficient de frottements  $\lambda$  est déterminé en régime turbulent par la corrélation de Blasius (équation (14)).

$$\Delta P_{lin} = \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} \cdot (2 \cdot dist_{tot}) \quad (13)$$

$$\lambda = [100 \cdot Re]^{-0,25} \quad (14)$$

Les propriétés de l'eau circulant dans le réseau sont prises pour une température de 80°C. Le diamètre de la canalisation est estimé pour que la vitesse de l'eau soit de 1 m/s. La longueur  $dist_{tot}$  (en m) est multipliée par 2 puisque les canalisations sont aller et retour.

Les irréversibilités liées aux pertes de charge, pouvant être assimilées à la dissipation d'une énergie mécanique, sont donc estimées par l'équation (15).

$$\dot{I}_{\Delta P} = \dot{m}_{RCU} \frac{\Delta P_{tot}}{\rho} \quad (15)$$

Les irréversibilités liées aux pertes de chaleur peuvent-être estimées par :

$$\dot{I}_{Q,aller} = \dot{m}_{RCU} [h_{prod,out} - h_{cons,in} - T_0 \cdot (s_{prod,out} - s_{cons,in})] \quad (16)$$

$$\dot{I}_{Q,retour} = \dot{m}_{RCU} [h_{cons,out} - h_{prod,in} - T_0 \cdot (s_{cons,out} - s_{prod,in})] \quad (17)$$

$$\dot{I}_Q = \dot{I}_{Q,aller} + \dot{I}_{Q,retour} \quad (18)$$

### Autres pertes

$\dot{E}x_{utile,cond}$  et  $\dot{E}x_{reinj}$  présenté dans l'équation (4) sont exprimés par :

$$\dot{E}x_{utile,cond} = \dot{m}_{cw} [h_{cw,out} - h_{cw,in} - T_0 \cdot (s_{cw,out} - s_{cw,in})] \quad (19)$$

$$\dot{E}x_{reinj} = \dot{m}_{gw} [h_{re injection} - h_0 - T_0 \cdot (s_{re injection} - s_0)] \quad (20)$$

Une fois le problème d'optimisation formulé, il est résolu à l'aide du logiciel GAMS® et une analyse des résultats est proposée dans la section suivante.

## 3. Analyse comparative des résultats

Dans cette contribution, deux fonctions objectif sont étudiées (*Profit* et  $\dot{E}x_{loss}$ ). Les demandes en chaleur de chaque consommateur (imposé ou potentiel) du RCU sont rappelées en Figure 2. Trois cas sont présentés. Le Cas A correspond à la résolution du problème d'optimisation lorsque *Profit* est maximisé. Ce cas a déjà été traité lors de travaux précédent [10]. Pour le Cas B, la configuration (quels consommateurs sont reliés au RCU et dans quel ordre) du RCU est imposé à la solution obtenue au Cas A (la configuration est donc identique pour les deux cas) mais  $\dot{E}x_{loss}$  est minimisée.  $\dot{E}x_{loss}$  est également minimisée dans le Cas C mais la configuration est libre. Pour chaque cas, les valeurs obtenues de *Profit* et  $\dot{E}x_{loss}$  sont présentées dans le Tableau 1.

	Cas A	Cas B	Cas C
<i>Profit</i> (k€/an)	3765	3730	3400
$\dot{E}x_{loss}$ (kW)	6811	6799	6486

Tableau 1 : Valeurs obtenues des critères *Profit* et  $\dot{E}x_{loss}$  dans les trois cas étudiés. Pour chaque cas, le critère qui est optimisé figure en italique.

Puisque *Profit* est le critère d'optimisation dans le Cas A, il est tout à fait normal que ce soit le cas pour lequel sa valeur est la plus importante. De même, il est normal que la valeur de  $\dot{E}x_{loss}$  est la plus faible pour le Cas C (le degré de liberté étant plus important dans le Cas C que dans le Cas B). La figure 3 représente le détail des irréversibilités pour chaque cas et par sous-systèmes (ORC et RCU). On peut voir que dans tous les cas, l'évaporateur est la source la plus importante d'irréversibilités dans l'ORC alors que dans le RCU, c'est l'échangeur connecté avec l'unité de production. Le flux d'exergie de la source géothermale non utilisé ( $\dot{E}x_{reinj}$ ) représente dans tous les cas une perte importante.

Les résultats obtenus entre le Cas A et le Cas B sont assez proches : si l'on considère la Cas A comme référence, la valeur de *Profit* a diminué de 35 k€/an (-0,9%) et la valeur de  $\dot{E}x_{loss}$  a diminué de 12 kW (-0,2%). La structure du RCU étant identique (Figure 2), la formulation du problème impose que les irréversibilités liées au RCU soient identiques. Les différences entre les deux cas interviennent dans les calculs liés à l'ORC (points de fonctionnement du cycle et dimensionnement des échangeurs). La Figure 3 montre bien qu'entre ces deux cas les résultats sont proches.

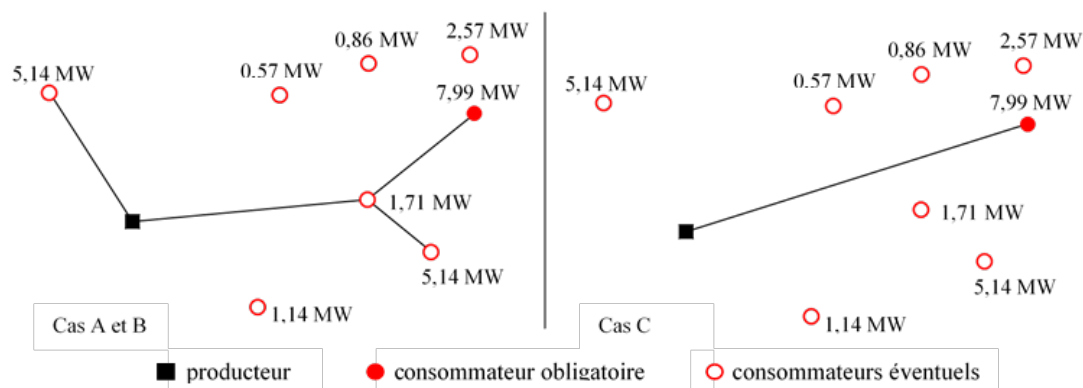


Figure 2 : Configuration optimale du RCU

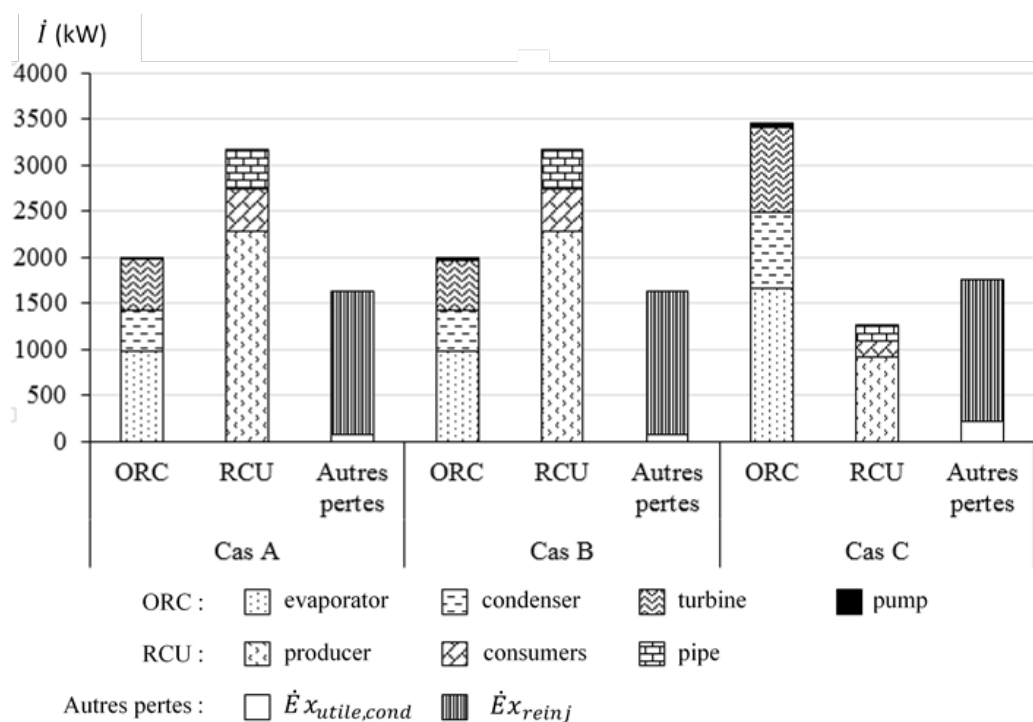


Figure 3 : Détail des irréversibilités du système

La différence majeure entre les Cas A et B et le Cas C est la structure du RCU (Figure 2). Dans le Cas C, seul le consommateur obligatoire est relié au RCU. La part de la source géothermale utilisée pour l'ORC est donc plus importante ce qui entraîne une augmentation significative des irréversibilités liées à l'ORC, mais, une diminution de celles liées au RCU (Figure 3). Par ailleurs, entre le Cas A et le Cas C, une amélioration de la valeur de  $\dot{E}x_{loss}$  de 4,8% induit une dégradation de 9,7% de la valeur de *Profit*. Pour finir, on notera que pour tous les cas étudiés, la solution optimale a été obtenue lorsque l'ORC n'utilise pas d'IHE ( $Exist_{IHE}=0$ )

Une étude multi-objectif, permettant de pondérer ces deux fonctions objectif, serait intéressante pour trouver un juste milieu entre : diminuer les pertes d'exergie et maximiser le bénéfice annuel.

## 4. Conclusion

Cette étude porte sur le développement d'un outil d'optimisation permettant simultanément de dimensionner un ORC et de déterminer la structure d'un RCU, tous deux alimentés par une centrale de géothermie profonde. La problématique étudiée concerne la minimisation des pertes exergetiques dans le système de cogénération ORC+RCU. Trois cas sont étudiés et les sources principales d'irréversibilité du système sont identifiées : l'évaporateur pour l'ORC et l'échangeur producteur pour le RCU. Enfin, la comparaison des résultats obtenus lorsque *Profit* est maximisé et  $\dot{E}x_{loss}$  est minimisé, met en avant l'obtention de deux résultats radicalement différents. La maximisation de *Profit* abouti à un compromis en production d'électricité et distribution de la chaleur. La minimisation des pertes exergetique privilégie la production d'électricité. Dans tous les deux cas l'IHE n'est pas avantageux à l'ORC. Bien que l'optimisation économique semble être un bon compromis, une étude multi-objectif combinant les deux critères d'optimisation serait intéressante.

## Références

- [1] Quoilin S, Broek M Van Den, Declaye S, Dewallef P, Lemort V. Techno-economic survey of Organic Rankine Cycle (ORC) systems. *Renew Sustain Energy Rev* 2013;22:168–86. doi:10.1016/j.rser.2013.01.028.
- [2] Shengjun Z, Huaixin W, Tao G. Performance comparison and parametric optimization of subcritical Organic Rankine Cycle (ORC) and transcritical power cycle system for low-temperature geothermal power generation. *Appl Energy* 2011;88:2740–54. doi:10.1016/j.apenergy.2011.02.034.
- [3] Wang D, Ling X, Peng H, Liu L, Tao L. Efficiency and optimal performance evaluation of organic Rankine cycle for low grade waste heat power generation. *Energy* 2013;50:343–52. doi:10.1016/j.energy.2012.11.010.
- [4] Maraver D, Royo J, Lemort V, Quoilin S. Systematic optimization of subcritical and transcritical organic Rankine cycles (ORCs) constrained by technical parameters in multiple applications. *Appl Energy* 2014;117:11–29. doi:10.1016/j.apenergy.2013.11.076.
- [5] Marty F, Serra S, Sochard S, Reneaume J-M. Optimisation énergétique et économique de la structure d'un Cycle Organique de Rankine : application à la géothermie haute enthalpie. 25e Congrès Français Therm., Marseille: 2017.
- [6] Mertz T, Serra S, Henon A, Reneaume J-M. A MINLP optimization of the configuration and the design of a district heating network: Academic study cases. *Energy* 2015;117:450–64. doi:10.1016/j.energy.2016.07.106.
- [7] Vesterlund M, Toffolo A, Dahl J. Optimization of multi-source complex district heating network, a case study 2017. doi:10.1016/j.energy.2017.03.018.
- [8] Söderman J, Pettersson F. Structural and operational optimisation of distributed energy systems. *Appl Therm Eng* 2006;26:1400–8. doi:10.1016/j.applthermaleng.2005.05.034.
- [9] Marty F, Serra S, Sochard S, Reneaume J-M. Simultaneous optimization of the District Heating Network topology and the Organic Rankine Cycle sizing of a geothermal plant. *Energy* 2018. Révision soumise le 18/12/2017.
- [10] Marty F, Serra S, Sochard S, Reneaume J-M. Economic optimization of a combined heat and power plant: solution strategy. ECOS 2017 - 30TH Int. Conf. Effic. COST, Optim. Simul. Environ. IMPACT ENERGY Syst., 2017.
- [11] Turton R, Baile RC, Whiting WB, Shaeiwitz JA. *Analysis, Synthesis, and Design of Chemical Processes*, Third Edition. PRENTICE HALL; 2009.
- [12] Bejan A. *Advanced Engineering Thermodynamics*. Third Edit. John Wiley and Sons, Inc; 2006.

## Remerciements

Les auteurs remercient l'ADEME à travers l'Appel à Manifestation d'Intérêts (AMI). Ils remercient également la société Enertime ainsi que les membres de la société FONROCHE Géothermie.



# Etude de l'influence des aspects thermiques sur la consommation et l'efficacité énergétique des serveurs

Yewan WANG<sup>1</sup>, David NORTERSHAUSER<sup>1</sup>, Stéphane LE MASSON<sup>1</sup>,  
Jean-Marc MENAUD<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Orange Labs R&D, 2 Avenue Pierre Marzin, 22300 Lannion, France

<sup>2</sup> IMT Atlantique, 4 Rue Alfred Kastler, 44307 Nantes, France

## Résumé

La consommation énergétique croissante des data centers dans la consommation mondiale suscite beaucoup d'inquiétude. Dans un contexte d'évolution et de multiplication des services (Cloud, Big Data, vidéo à la demande sur appareil mobile, etc.), la maîtrise de cette consommation devient stratégique.

Les études récentes montrent qu'en plus des sollicitations classiques des serveurs, la consommation énergétique d'une machine varie en fonction de certaines variables externes. Pour bien déterminer l'influence de ces paramètres, des tests ont été menés sur 15 serveurs identiques, en utilisant un benchmark standardisé. Les études présentées permettent d'évaluer l'influence de la température, de la tension d'alimentation et du placement des serveurs dans une baie sur la consommation énergétique. Les premiers résultats expérimentaux permettent d'améliorer les méthodes de mesure et ainsi d'affiner la précision des outils prédictifs.

## 1. Introduction

L'efficacité énergétique des data center a suscité de plus en plus d'attention ces dernières années en raison de son impact économique et environnemental. Un data center typique peut consommer autant d'énergie que 25 000 foyers. A superficie égale, un data center peut consommer jusqu'à 200 fois plus d'électricité que les espaces bureautiques [1]. Pour bien identifier les impacts énergétiques des matériels et logiciels utilisés dans les data centers, certains travaux en cours ont pour objectif de développer des outils de modélisation prédictive de la consommation énergétique des serveurs, en fonction des besoins applicatifs, de l'architecture serveur retenue, des solutions logicielles mises en place, et de l'environnement technique adopté [2][3][4]. La consommation énergétique des serveurs peut varier fortement [5]. Comprendre cette variation et identifier les différentes influences constitue un véritable challenge, nécessaire à la bonne modélisation mathématique de la consommation du serveur et des salles. Pour identifier ces paramètres, nous avons comparé la consommation énergétique de 15 serveurs identiques en utilisant une même procédure de test. Les résultats montrent qu'il y a une différence notable de consommation électrique entre ces serveurs identiques et que la procédure de mesure est importante pour obtenir des résultats précis.

## 2. Travaux connexes

Les travaux récents montrent qu'en plus des sollicitations classiques des composants électroniques (CPU<sup>1</sup>, mémoire, réseau, stockage), la consommation énergétique d'une machine varie en fonction de variables externes comme la température de l'air

---

<sup>1</sup> CPU (Central Processing Unit) : Le processeur est un composant électronique qui exécute des programmes informatiques.

ambient, la proximité d'autres sources de chaleur et l'agencement des serveurs au sein d'une armoire [6]. Par exemple, l'augmentation de la température ambiante de la salle est une méthode connue pour diminuer la consommation du data center: elle peut toutefois influencer l'efficacité énergétique des serveurs et finalement augmenter la consommation totale [7]. Certaines études adressent d'autres impacts tels que les spécificités matérielles. Les auteurs ont comparé la consommation et l'efficacité de serveurs de trois marques avec des caractéristiques matérielle proches. Ils ont observé 5% de différence de consommation entre des serveurs identiques Intel. Pour en identifier les causes, ils ont réalisé des tests supplémentaires en échangeant les composants principaux entre eux. Leurs premiers résultats de test montrent que cette variation n'est pas due à la variabilité des alimentations. Les CPUs sont probablement responsables de la variation de consommation d'énergie. Par contre, les mesures menées dans leurs expérimentations sont limitées à une petite quantité de serveurs ce qui ne permet pas de conclure. Patterson [8], a fait une analyse de l'effet de l'augmentation de la température ambiante sur l'efficacité des composants clé du data center. Il en déduit que les composants dont la consommation énergétique dépend le plus de la température sont le CPU et le ventilateur interne. Ils ont conclu qu'il existe une température ambiante optimale pour le data center en tenant compte des équipements informatiques, du système de refroidissement et de la localisation de la salle. Cette dépendance à la température ambiante pourrait être réduite en utilisant d'autres techniques de refroidissement telles que le liquid cooling qui permet de mieux contrôler la température des composants [9]. Orgerie et al. [6] ont mesuré la puissance électrique d'un serveur d'IBM en état *idle*<sup>2</sup> positionné dans une même baie composée d'autres serveurs en marche ou éteints. Ils ont constaté qu'il y a 5.5% de différence entre les deux situations. Ils pensent que la consommation d'un serveur ne dépend pas seulement de son architecture et de sa sollicitation, mais dépend également de sa position dans la baie et donc des sources de chaleur alentour, c'est-à-dire des conditions aux limites. Par contre, ce test n'est effectué que sur un seul serveur, et ils n'ont pas suivi l'évolution de la température ce qui permet pas d'analyser complètement le problème.

Les contributions de cet article portent sur:

- La comparaison de la consommation électrique de 12 serveurs identiques équipés de processeurs Intel Xeon E5-2630L v4 et fabriqués en même temps.
- L'utilisation d'un outil industriel permettant de calibrer les charges sur les composants principaux du serveur (voir tableau 1). Les différents niveaux de charges permettent de mieux déterminer l'importance des impacts externes (la conception et/ou la température) sur la consommation énergétique ainsi que sur la performance du serveur.
- L'étude du positionnement des serveurs dans une baie.

### 3. Méthodologies

L'IMT Atlantique à Nantes est un des sites du réseau Grid5000 [10] qui est un réseau de serveurs répartis dans 8 villes. Les expérimentations sont effectuées à Nantes sur un groupe de 48 serveurs identiques. Nous pouvons ainsi réaliser des tests sur des serveurs homogènes, dans une salle récente et isolée de toute autre infrastructure matérielle.

---

<sup>2</sup> Idle : Etat du système informatique sans aucun programme à part l'OS, mais prêt à réagir.

### 3.1 SERT

SERT est l'abréviation de « Server Efficiency Rating Tool »: c'est un des outils développés par SPEC qui est une association créant des benchmarks et des outils standardisés pour évaluer la performance et l'efficacité énergétique de systèmes informatiques. Dans notre expérimentation, nous avons choisi 4 sous-tests (dénommés « worklet » dans SERT) car ils permettent de solliciter les composants clés du serveur, supposés être les plus énergivores: les détails se trouvent dans le tableau ci-dessous.

Worklet	Composant	Description	Niveau de charge
LU	CPU	Opération intensive sur des matrices	100%, 75%, 50%, 25%
SHA256	CPU	Algorithme de cryptage	100%, 75%, 50%, 25%
Sequential	Stockage	Ecriture/Lecture séquentielle	100%, 50%
Capacity3	Mémoire	Validation de fiche XML	Base, Max
Idle	Machine	Aucune application à part l'OS	Pas de charge

Tableau 1 : Tests utilisés dans l'expérimentation

Le temps d'exécution pour une procédure de 5 tests est d'environ 40 minutes. Chaque test comporte trois phases : « l'échauffement », la calibration et la mesure. La phase d'échauffement permet de stabiliser le serveur, dans un second temps, SERT détermine le débit maximal que la machine peut supporter pendant la phase de calibration, ce débit est défini pour une charge de 100% pour le SUT (System Under Test). Différents niveaux de sollicitation sont exécutés sur le SUT pendant la phase de mesure.

### 3.2 Architecture du banc de test

L'architecture du banc test est présentée sur la figure 1 et comprend trois parties: le contrôleur, le SUT et le système de mesure.

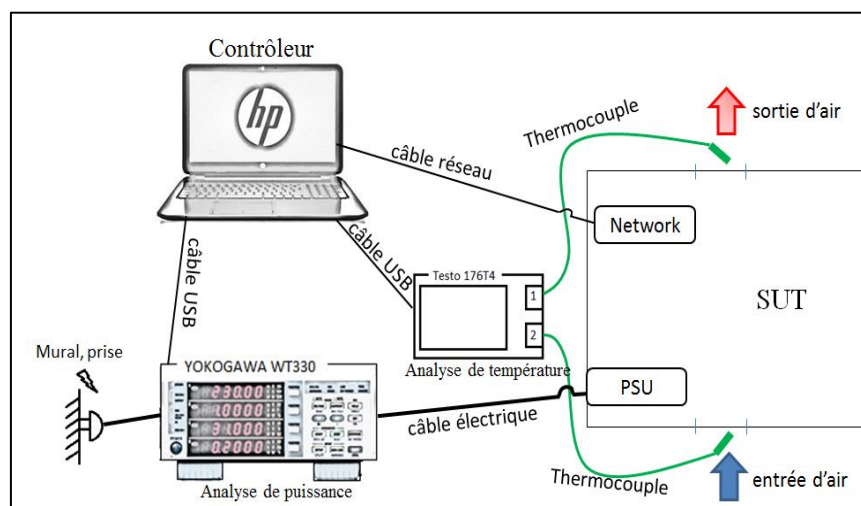


Figure 1 : Architecture du banc de test

- Le système de mesure comprend deux appareils :

**Yokogawa WT330** : Un analyseur de puissance électrique. Il permet de mesurer la puissance, la tension et le courant pendant le test, côté AC.

$$\begin{aligned} \text{Précision} &= \text{Erreur d'affichage} \times (\pm 0.1\%) + \text{Erreur de gamme} \times (\pm 0.1\%) \\ &= \text{Puissance affichée} \times (\pm 0.1\%) + 0.15W \end{aligned}$$

**Testo 176 + Thermocouple\*2** : Un thermomètre avec deux thermocouples (type K, avec diamètre 0.1mm) connectés. Ils mesurent respectivement la

- température à l'entrée et la sortie d'air du serveur pour les tests B et C dans la section 4.
- Le contrôleur sert à lancer les commandes de test au SUT, récupérer les mesures de puissance et de température, ainsi que les résultats du test. Toutes les données sont échantillonnées avec une fréquence de 1 seconde et sont synchronisées. Cette fréquence a été déterminée expérimentalement suite à l'observation des variations à des fréquences plus élevées, et à l'application du critère de Shannon.
  - Le SUT est équipé d'un système exploitation Linux compatible avec l'outil SERT, pour le test.

### 3.3 Expérimentations réalisées et ses résultats

Trois types de tests ont été réalisés pour identifier et comparer les impacts sur la consommation énergétique du serveur.

Le test A vise à vérifier si des serveurs identiques, soumis aux mêmes sollicitations et placés dans le même environnement peuvent présenter des consommations énergétiques différentes. Ils visent également à établir si des conditions limites différentes (position dans la baie) peuvent avoir une influence.

Le test B est effectué afin de mettre en évidence l'influence de sources de chaleur externes.

Le test C vise à évaluer l'influence de la variation de tension d'entrée (230V AC +/- 10%) sur la consommation énergétique du serveur.

<i>SUT</i>	<i>PowerEdge R630</i>	<i>Gigabyte mw50-sv0</i>	<i>PowerEdge R630</i>
Processeur	2 x Intel Xeon E5-2630L V4, 1.8GHz, 20 cores, 40 threads	Intel Xeon E5-2609v3, 6 coeurs, 6 threads, 1.9GHz	Intel Xeon E5-2650L v4, 28 coeurs, 56 threads, 1.7GHz
Mémoire	8 x 16Go DDR4, 2400MHz	4 x 16Go DDR4 2133MHz	4 x 32 G0 DDR4 2400MHz
Stockage	400Go SSD	480Go SSD	400Go SSD
OS	Debian	RedHat entreprise 7.4	CentOS
Test	A et B	C	C

Tableau 2: *Caractéristiques et configurations des SUTs*

Les Tests A et B sont réalisés sur les serveurs de Grid5000 à Nantes. La figure 2 ci-dessous montre la position et l'agencement des serveurs, désignés Sx, à tester. S1 à S24 sont installés de façon espacée dans les baies 1 et 2, S25 à S48 sont installés de manière accolée dans les baies 3 et 4. La salle du serveur est équipée d'un climatiseur pour maintenir une température ambiante stable de 18°C.

Le Test C est effectué indépendamment sur un serveur Gigabyte MW50-SV0 et un serveur Dell PowerEdge R630. Les informations sur les SUTs sont précisées dans le tableau 2.



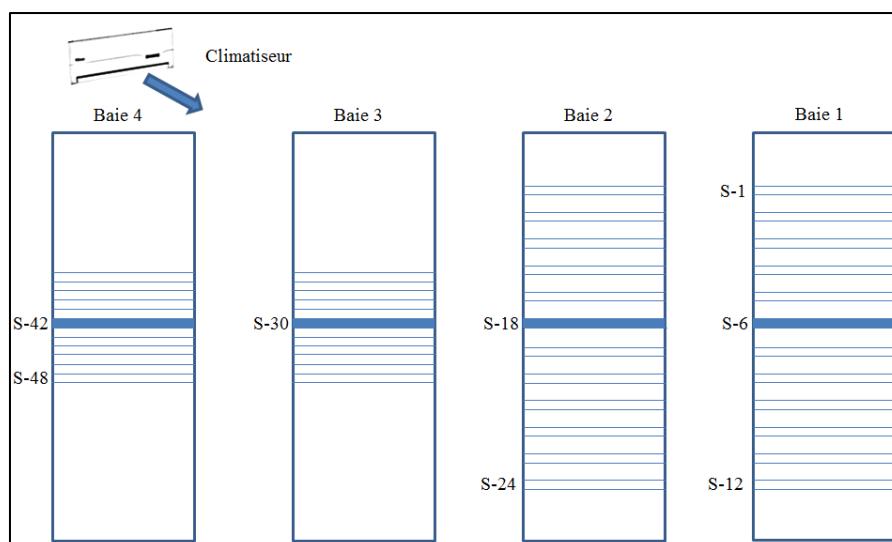


Figure 2 : Agencement des serveurs dans la salle

### 3.4 Test A : Comparaison de la consommation énergétique de 12 serveurs identiques dans la baie 1

Les tests SERT sont lancés un par un sur les 12 serveurs placés dans la baie 1 (voir figure 1). La Figure 3 représente les puissances moyennes normalisées<sup>3</sup> des serveurs sur 7 tests. La figure 4 précise les pourcentages de variation par rapport à la moyenne pour ces mêmes tests. On constate que la variation de consommation entre serveurs peut atteindre 7.8%. S4, S5, et S6 ont une puissance moyenne plus élevée que les autres serveurs. La variation est plus évidente pour les tests « LU » (voir Tableau 1) ; c'est un test de calcul qui sollicite de façon intensive le processeur.

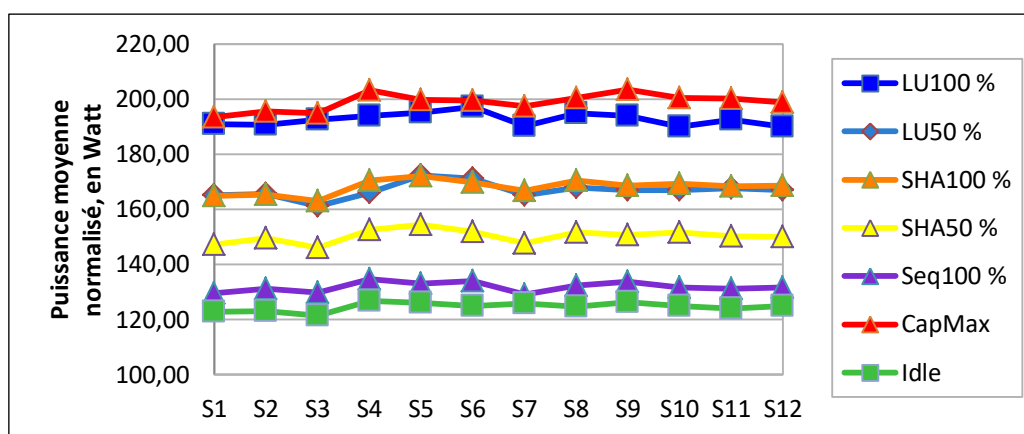


Figure 3: Puissances moyennes normalisées des serveurs 1 à 12

Pour vérifier la stabilité et la fiabilité de SERT, les tests ont été répétés 2 fois sur les serveurs S1 à S5. Les variations de performance et de puissance moyenne sont toutes inférieures à 1%, ce qui démontre que les résultats sont reproductibles.

Le Test A démontre que des différences de consommation existent sur des serveurs supposés identiques, soumis à des sollicitations et un environnement semblables. Il n'est pas suffisant pour identifier les causes exactes de ces supposées dispersions de fabrication.

<sup>3</sup> La puissance moyenne normalisée représente la puissance moyenne corrigée en tenant compte du fait que le nombre d'opérations effectuées d'un test à l'autre varie (de 0 à 3%).

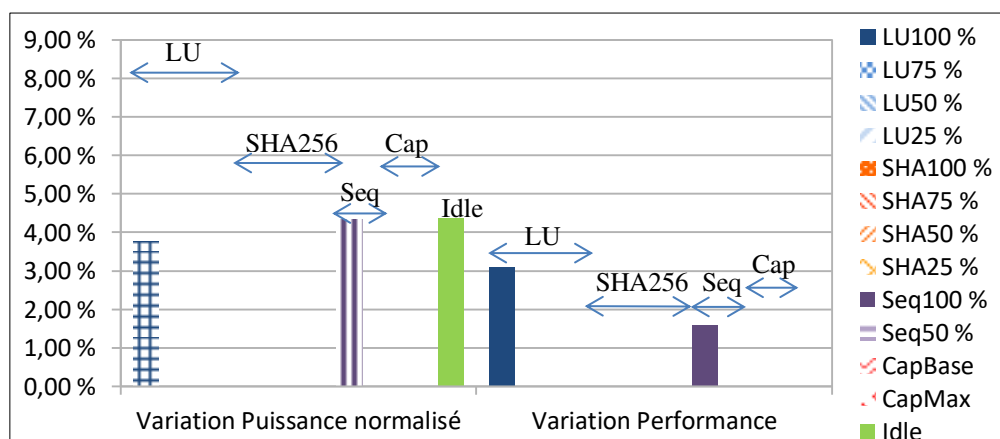


Figure 4 : Pourcentages de variation de la puissance moyenne et de la performance

### 3.5 Test B : Comparaison de la consommation énergétique de 4 serveurs ayant la même position dans 4 baies

Les différences de consommation peuvent provenir d'au moins trois paramètres : la construction du serveur, la température de l'environnement et la variation de la tension d'alimentation. L'influence des sources externes est étudiée ici.

SERT est lancé 2 fois sur 4 serveurs : S6, S18, S30 et 42, qui se trouvent à la même hauteur dans des baies distinctes (voir figure 2). Pour la première expérience, SERT est lancé sur le SUT et les autres serveurs de la baie sont éteints. Pour une seconde expérience, le test est relancé en allumant les autres serveurs. On compare la différence de consommation sur le même serveur dans les deux cas avec la formule (1):

$$Difference = \frac{P2_{moyenne}(W) - P1_{moyenne}(W)}{P1_{moyenne}(W)} * 100\% \quad (1)$$

P1 : Puissance moyenne du SUT avec les autres serveurs éteints ; P2 : Puissance moyenne du SUT avec tous les autres serveurs en fonctionnement

La figure 5 présente les résultats mesurés. Comme remarqué dans le test A, les variations du test SERT sur un même serveur sont inférieures à 1% (reproductibilité), par contre, des variations observées d'un serveur à l'autre sont plus élevées ce qui indique des dispersions de fabrication. Ainsi S30 présente une consommation inférieure de 10 Watt à la puissance moyenne si tous les autres serveurs sont éteints.

De plus, dans plupart des cas, la puissance consommée en présence de serveurs « voisins » en fonctionnement est plus élevée, en raison de l'augmentation de la température qui va diminuer l'efficacité énergétique du serveur (consommation des ventilateurs notamment).

L'examen des températures d'entrée et sortie d'air des serveurs S6, S30 S18 et S42 (voir Figure 6) fait apparaître des différences d'un serveur à l'autre ( $\Delta T_{S18} > \Delta T_{S30}$ ).

Ces premiers résultats qualitatifs mettent en évidence une dispersion de fabrication qui doit être investiguée : l'hypothèse la plus probable réside dans des différences se situant au niveau du composant de plus forte puissance, le CPU.

Par ailleurs, la différence de consommation suivant l'état des sources de chaleur environnantes montre qu'un ou des composants du serveur y sont sensibles.

Ces effets doivent être quantifiés précisément dans un environnement contrôlé (étuve) avec des dispositifs de mesure précis.

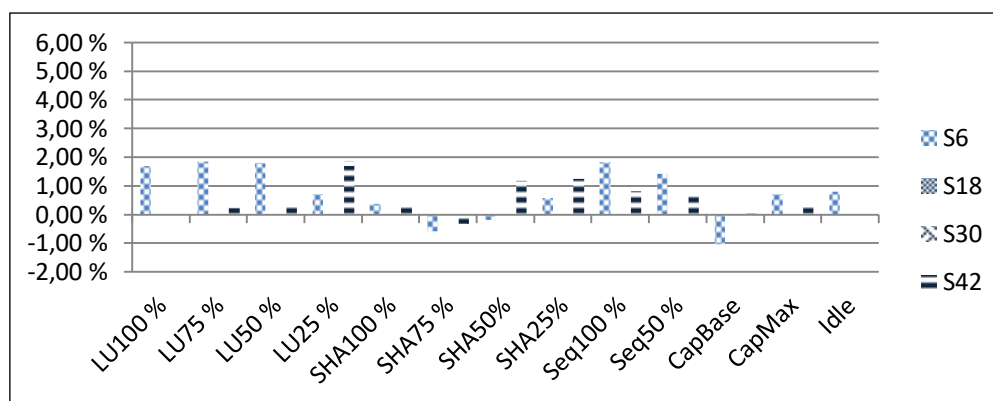


Figure 5 : Pourcentage de différence de puissance entre deux configurations de test

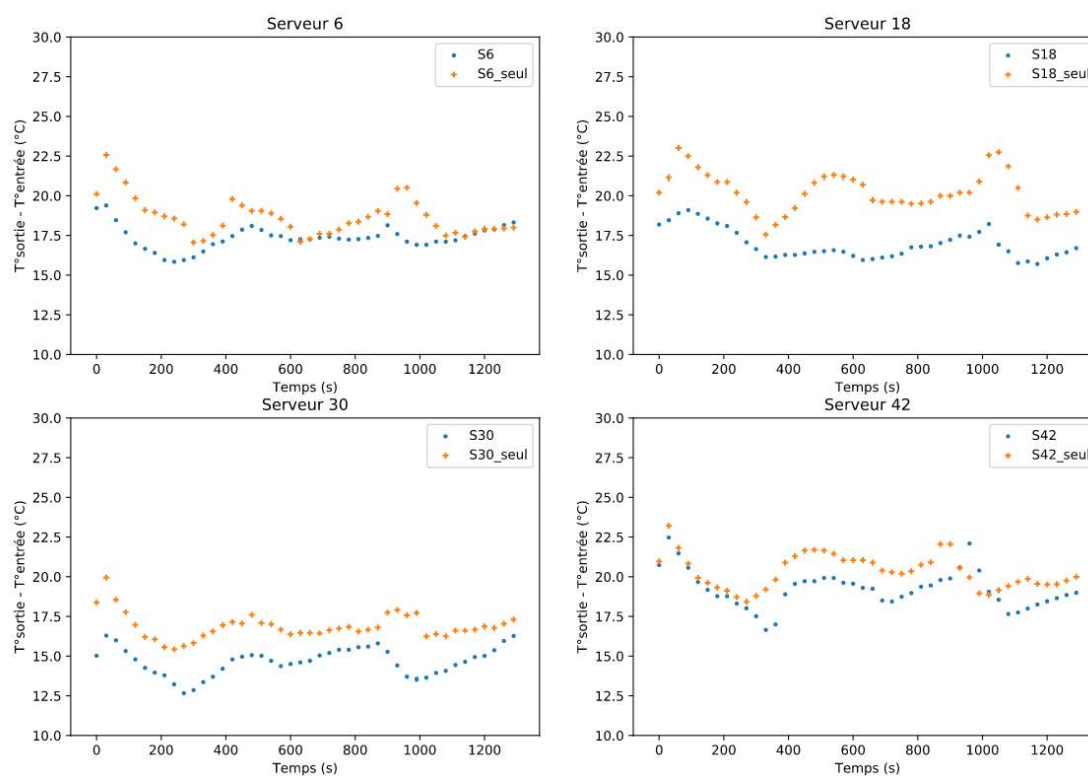


Figure 6 : Différence des températures d'air entre sortie et entrée des serveurs: avec tous les autres serveurs éteints (« seul ») ou allumés

### 3.6 Test C : Etude de l'impact de la variation de la tension d'alimentation électrique sur la consommation du serveur

Au cours des tests A et B, il a été constaté des variations de quelques % au niveau de la tension d'alimentation AC, sans toutefois que cette grandeur ait été mesurée tout au long des tests. Il est important de pouvoir réduire le nombre de paramètres influents. Ainsi une nouvelle campagne de mesure est réalisée dans un laboratoire où la température et la tension d'alimentation des serveurs sont contrôlées et maîtrisées. Nous avons réalisé de nouvelles expérimentations où la température est contrôlée et stable (23,5°C). La tension d'alimentation des serveurs est délivrée par une source AC qui permet d'avoir une tension précise et stable dans le temps (vérifiée à l'analyseur de puissance). (Voir figure 1). Les SUTs sont un serveur Gigabyte et Dell (voir Tableau 2). SERT est lancé sur ces serveurs en faisant varier la tension d'alimentation aux valeurs RMS suivantes 207V, 230V et 253V.

Sur le Gigabyte, les résultats montrent qu'il y a peu de variation sur la puissance moyenne normalisée (<2%), sous les trois tensions testées. Deux tests effectués sur le

serveur Dell en fixant la tension à 207V et 253V montrent là aussi peu de variation (2.78% pour le benchmark de stockage et < 1.5% pour tous les autres benchmarks).

#### 4. Conclusion

Cette étude démontre par des mesures expérimentales qu'un grand nombre de facteurs influencent la consommation électrique d'un serveur. Selon notre premier résultat, la construction intrinsèque du serveur et la température de l'environnement (ambiance et sources de chaleur alentour) peuvent induire avec une variation de la puissance moyenne de 7.8%. Dans la configuration testée (flux d'air traversant horizontalement), l'agencement du serveur, espacé ou accolé a eu peu d'impact sur la variation de la consommation. La variation de la tension d'alimentation sur le serveur a elle aussi peu d'influence et peut être négligée.

Cependant, ces expérimentations montrent que le mode opératoire est très important pour des résultats significatifs : il convient par exemple de maîtriser totalement des paramètres. Pour réaliser un modèle de consommation électrique d'un serveur en fonction des sollicitations informatiques et environnantes, il est nécessaire de réaliser de nouveaux tests en maîtrisant parfaitement l'environnement. Les perspectives sont maintenant de poursuivre ce travail expérimental pour relier les paramètres influant (environnement, architecture interne du serveur, tri des composants) sur la consommation électrique des serveurs.

#### Références

- [1] M. Poess and R. O. Nambiar, "Energy Cost, The key Challenge of Today's Data Centers: A power Consumption Analysis of TPC-C Results," Proc. VLDB Endow., vol. 1, no. 2, pp. 1229–1240, 2008.
- [2] M. Canuto, R. Bosch, M. Macias, and J. Guitart, "A methodology for full-system power modeling in heterogeneous data centers," Proc. 9th Int. Conf. Util. Cloud Comput. - UCC '16, pp. 20–29, 2016.
- [3] R. Basmadjian and H. de Meer, "Evaluating and modeling power consumption of multi-core processors," in Proceedings of the 3rd International Conference on Future Energy Systems: Where Energy, Computing and Communication Meet, 2012, no. 12.
- [4] A. Lewis, S. Ghosh, and N. F. Tzeng, "Run-time Energy Consumption Estimation Based on Workload in Server Systems," in Proceedings of the Workshop on Power Aware Computing and Systems (HotPower '08), 2008, pp. 17–21.
- [5] Y. Kodama, S. Itoh, T. Shimizu, S. Sekiguchi, H. Nakamura, and N. Mori, "Imbalance of CPU temperatures in a blade system and its impact for power consumption of fans," Cluster Comput., 2013.
- [6] A. C. Orgerie, L. Lerevre, and J. P. Gelas, "Demystifying energy consumption in grids and clouds," in Green Computing Conference, 2010 International. IEEE, 2010, pp. 335–342.
- [7] D. Nörtershäuser, J. Gautier, and S. Le Masson, "A Step towards green datacenters : Enlarging climatic ranges – Studying the effects of the building," Telecommun. Energy Conf. 2008. INTELEC 2008. IEEE 30th Int., pp. 1–5, 2008.
- [8] M. K. Patterson, "The effect of data center temperature on energy efficiency," in Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, 2008. IThERM 2008, 2008, pp. 1167–1174.
- [9] F. Douchet, D. Nortershauser, S. L. E. Masson, and H. Noel, "Refroidissement des équipements électroniques par immersion dans un liquide diphasique."
- [10] R. Bolze et al., "Grid'5000: A large scale and highly reconfigurable experimental Grid testbed," Int. J. High Perform. Comput. Appl., vol. 20, no. 4, pp. 481–494, 2006.

# Modélisation dynamique d'un réseau de chaleur à débits variables

Mohamad Ali JAAFAR<sup>1\*</sup>, Sylvain SERRA<sup>1</sup>, Sabine SOCHARD<sup>1</sup>, Jean-Michel RENEAUME<sup>1</sup>

<sup>1</sup> UNIV PAU & PAYS ADOUR, LABORATOIRE DE THERMIQUE, ÉNERGETIQUE ET PROCÉDÉS-IPRA, EA1932, 64000, PAU, FRANCE

\* (auteur correspondant : mohamadali.jaafar@univ-pau.fr, jaafar.mohamadali@gmail.com)

**Résumé** - Un outil numérique, simulant le fonctionnement dynamique des réseaux de chaleur, a été développé. Il se base sur une approche quasi-dynamique, c.à.d. un enchainement d'états stationnaires pour la résolution des propriétés hydrauliques alors que les propriétés thermiques sont calculées en couplant les méthodes volumes finis (spatial) et Runge-Kutta-Merson (temporel). Les résultats obtenus démontrent que la gestion des débits massiques proposée est performante car elle permet de respecter les appels de puissance des consommateurs. En effet, dans notre cas d'étude, elle permet de réduire le retard d'environ 10 minutes pour le consommateur le plus éloigné par rapport à un cas sans gestion.

## Nomenclature

$A$	surface d'échange thermique, m <sup>2</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$C_p$	capacité calorifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$r$	rayon de canalisation, m	<i>Indices et exposants</i>	
$h$	coeff. convection thermique, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$ex$	échangeur thermique
$\dot{m}$	débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	$g$	sol
$\dot{Q}$	puissance thermique, W	$in$	entrée
$t$	temps, s	$out$	sortie
$T$	température, K	$p$	canalisation
$U$	coefficient d'échange global, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$w$	eau
$x$	variable d'espace, m	$1$	interne
		$2$	externe

## 1. Introduction

La pollution environnementale et l'augmentation de la demande énergétique sont deux problèmes majeurs d'actualité. C'est dans ce cadre que le projet AMI FONGEOSEC a vu le jour. En effet, son objectif est de concevoir et réaliser un démonstrateur de centrale géothermique haute enthalpie innovante à cogénération de chaleur et d'électricité. Il est porté par FONROCHE Géothermie. La ressource géothermique étant une énergie renouvelable, elle constitue donc une alternative aux énergies fossiles grâce à sa durabilité, simplicité, et propreté [1].

Le projet FONGEOSEC vise à développer un système de cogénération électricité/chaleur couplant un cycle ORC pour la production d'électricité et un réseau de chaleur pour la valorisation thermique. Ce réseau va distribuer la chaleur produite vers des consommateurs pour le chauffage et l'eau chaude sanitaire. En effet, cette technologie améliore l'efficacité énergétique, favorise l'utilisation des énergies renouvelables, diminue le coût de la chaleur et, est plus sécurisante en évitant l'utilisation des chaudières individuelles [2].

Une des actions du LaTEP dans ce projet est de développer un outil de simulation dynamique du réseau de chaleur. Un tel outil, objectif du présent papier, permettra d'étudier l'impact de perturbations externes sur le comportement global du réseau et de proposer une méthodologie de gestion des débits dans les différentes branches du réseau.

Dans un réseau, le transport de la chaleur vers les consommateurs dépend à la fois des variations dynamiques des débits et des températures dans les différentes canalisations. La variation des débits est liée à la propagation de la pression à travers les canalisations, tandis que la propagation thermique dépend de la vitesse du fluide circulant dans le réseau. Ce second phénomène est beaucoup moins rapide que la propagation de la pression [3]. Par conséquent, une approche quasi-dynamique est souvent employée dans laquelle les propriétés hydrauliques (débits et pressions) sont résolues comme succession d'états stationnaires, alors que l'évolution des températures est réellement intégrée dans le temps.

En se basant sur cette approche, différents modèles ont été développés dans la littérature. Le modèle dynamique agrégé [4], présenté par Larsen et al., qui consiste à simplifier la forme topologique complexe des réseaux en diminuant le nombre de canalisations. Le modèle des nœuds [5] dont le principe est de calculer les températures à l'entrée et à la sortie des canalisations en se basant sur l'historique des températures des différents nœuds. Bien que ces modèles ne nécessitent pas une grande capacité de calculs, ils ne sont pas capables de décrire la variation temporelle de température le long des canalisations. Dans ce but, d'autres modèles « plus physiques » ont été proposés [3,6]. Ils consistent en la résolution directe de l'équation de bilan d'énergie dans les canalisations.

Dans une démarche globale visant à proposer une gestion dynamique performante des réseaux de chaleur, cette communication met en évidence l'intérêt de la politique de gestion basée sur un débit initial maximal. La modélisation dynamique de l'écoulement permettant d'étudier les propriétés hydrauliques et thermiques d'un réseau de chaleur à débits variables est d'abord présentée. Ensuite, en se basant sur une approche quasi-dynamique, la résolution numérique, couplant la méthode des volumes finis pour la discrétisation de l'espace et la méthode de Runge-Kutta-Merson pour l'intégration en temps, est brièvement décrite. Enfin, les résultats obtenus pour un cas d'étude comprenant différents types de consommateurs sont analysés afin de démontrer que la loi utilisée pour la gestion des débits permet de respecter les appels de puissance des consommateurs.

## 2. Modélisation

Le système est constitué d'une centrale géothermique de production de chaleur représentée par une température de production constante (donnée d'entrée) et un débit variable (calculé), d'un réseau de canalisations d'eau enterrées distribuant la chaleur et de consommateurs.

Le réseau, alimenté par la source géothermique renouvelable, est considéré comme moderne car l'eau liquide qui circule dans les différentes canalisations peut être à basse température et les débits dans les différentes branches sont variables [7]. Les canalisations peuvent être divisées en deux parties : la partie d'alimentation dans laquelle l'eau « chaude » circule de la centrale géothermique vers les consommateurs ; une fois que les consommateurs ont été alimentés, l'eau « refroidie » circule dans la partie retour vers la centrale géothermique pour former une boucle d'écoulement fermée. Les canalisations d'eau sont constituées de trois couches : le matériau des canalisations même, l'isolation, et le *casing*.

Le modèle est basé sur les hypothèses principales suivantes : fluide (eau) incompressible à propriétés thermophysiques constantes, écoulement piston, inerties thermiques de l'isolation et du *casing* négligées, flux conductifs dans la direction de l'écoulement négligés. Les appels de puissance des différents consommateurs sont supposés connus (c'est-à-dire que le profil  $\dot{Q}_{cons}(t)$  est connu pour chaque consommateur).

## 2.1. Modèle hydraulique

Les débits massiques dans les canalisations du réseau sont contrôlés directement par les appels de puissance thermique des différents consommateurs. Ils sont calculés en deux étapes. La première étape consiste à déterminer les débits des canalisations alimentant directement les consommateurs qui sont représentés par des échangeurs thermiques à contre-courant pour lesquels l'inertie ainsi que l'accumulation sont négligées. En ce qui concerne l'inertie, la masse de métal du plus grand échangeur représente environ 0,2% de la masse totale de canalisations ce qui justifie pleinement que l'on puisse négliger l'inertie des échangeurs. Dans la mesure où l'on a des débits variables, les températures d'entrée et de sortie des échangeurs sont relativement stables, ce qui permet de négliger l'accumulation. Ils sont représentés par les équations suivantes [8] :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{rés} \cdot Cp_{rés} \cdot (T_{rés}^{in} - T_{rés}^{out}) \quad (1)$$

$$\dot{Q} = \dot{m}_{cons} \cdot Cp_{cons} \cdot (T_{cons}^{out} - T_{cons}^{in}) \quad (2)$$

$$\dot{Q} = U_{ex} \cdot A_{ex} \cdot \left( \frac{(T_{rés}^{in} - T_{cons}^{out}) - (T_{rés}^{out} - T_{cons}^{in})}{\ln \left( \frac{(T_{rés}^{in} - T_{cons}^{out})}{(T_{rés}^{out} - T_{cons}^{in})} \right)} \right) \quad (3)$$

Où  $U_{ex}$  est calculé en négligeant la conduction à travers les parois des canalisations de l'échangeur (corrélations adaptées fonctions des débits) ;  $A_{ex}$  est fixée (dimensionnée préalablement en fonction des puissances maximales des consommateurs) ;  $T_{rés}^{in}$  est connue au moment de la résolution de ces équations (résultat de la propagation thermique dans les canalisations du réseau) ;  $T_{cons}^{in}$  est supposée constante et égale à 20 °C et  $\dot{m}_{cons}$  est déduit de  $\dot{Q}_{cons}$  en imposant une température de consigne pour la sortie du fluide côté consommateur égale à 60°C dans le cadre de cette étude.

Pour résoudre ce système deux cas de fonctionnement sont distingués :

- $T_{rés}^{in}$  n'est pas suffisamment chaude ( $< 60^\circ\text{C} + \Delta T_{pinch}$ ), alors  $\dot{m}_{rés}$  est imposé selon une loi variant progressivement de zéro à une valeur maximale (déterminée par la vitesse maximale possible dans la canalisation). Ensuite, le système est résolu pour en déduire  $T_{rés}^{out}$ ,  $T_{cons}^{out}$  et  $\dot{Q}$ . Dans ce cas on a  $\dot{Q} < \dot{Q}_{cons}$  et  $T_{cons}^{out} < 60^\circ\text{C}$ .
- $T_{rés}^{in}$  est suffisamment chaude ( $> 60^\circ\text{C} + \Delta T_{pinch}$ ) et  $\dot{Q} > \dot{Q}_{cons}$ , alors  $\dot{m}_{rés}$  n'est plus imposé, mais on impose  $\dot{Q} = \dot{Q}_{cons}$ . L'équation (2) conduit à  $T_{cons}^{out} = 60^\circ\text{C}$  et les équations (1) et (3) permettent de déduire  $\dot{m}_{rés}$  et  $T_{rés}^{out}$ .

Un troisième cas particulier existe où le consommateur ne demande aucune puissance thermique. Dans ce cas-là,  $\dot{m}_{rés}$  est imposé à zéro et le système n'est pas résolu.

En pratique, les débits pourraient être asservis à la mesure de température  $T_{cons}^{out}$ .

Une fois que les débits de toutes les canalisations directement connectées aux consommateurs sont déterminés, la deuxième étape consiste à calculer les débits des autres canalisations du réseau. Ceci en résolvant le système d'équations algébriques des bilans de matière sur les nœuds du réseau. Pour le nœud Y :

$$\sum_{\substack{X \text{ connecté à } Y \\ \text{en amont}}} \dot{m}_{XY} = \sum_{\substack{Z \text{ connecté à } Y \\ \text{en aval}}} \dot{m}_{YZ} \quad (4)$$

X, Y, et Z peuvent être des sources de chaleur (S), des nœuds (N), ou des consommateurs (C).

## 2.2. Modèle thermique

Les températures de l'eau circulant dans les canalisations et celles des canalisations mêmes sont décrites, respectivement, par les équations de bilan d'énergie suivantes :

$$\rho_w \cdot \pi \cdot r_1^2 \cdot \frac{\partial T_w}{\partial t} = -\frac{h_{wp} \cdot \pi \cdot r_1}{Cp_w} \cdot (T_w - T_p) - \dot{m} \cdot \frac{\partial T_w}{\partial x} \quad (5)$$

$$\rho_p \cdot \pi \cdot (r_2^2 - r_1^2) \cdot Cp_p \cdot \frac{\partial T_p}{\partial t} = h_{wp} \cdot \pi \cdot r_1 \cdot (T_w - T_p) - U_{pg} \cdot \pi \cdot r_2 \cdot (T_p - T_g) \quad (6)$$

$U_{pg}$  est calculé à travers la couche d'isolation et la couche de *casing*.

La température à la limite pour résoudre l'équation (5) est celle du nœud d'entrée dans la canalisation. Elle est calculée en appliquant le bilan d'énergie sur ce nœud. Pour le nœud  $N_i$  :

$$\sum_{\substack{X \text{ connecté à } N_i \\ \text{en amont}}} \dot{m}_{XN_i} \cdot T_{XN_i}^{out} = \sum_{\substack{Y \text{ connecté à } N_i \\ \text{en aval}}} \dot{m}_{N_i Y} \cdot T_{N_i} \quad (7)$$

$T_{XN_i}^{out}$  est la température de sortie de canalisation  $XN_i$ .

## 3. Résolution numérique

Les canalisations du réseau sont maillées dans le sens de l'écoulement afin d'utiliser la méthode des volumes finis pour transformer les équations (5) et (6) aux dérivées partielles en systèmes d'équations différentielles ordinaires où l'unique variable d'intégration est le temps.

La résolution numérique, programmée en FORTRAN, se base sur l'approche quasi-dynamique. À chaque itération de temps, les débits massiques du réseau sont calculés de manière à satisfaire les appels de puissance (section 2.1). Ensuite, en fonction de ces débits et après avoir déterminé les températures des nœuds, les températures des volumes finis de l'eau et des canalisations sont intégrées en temps en employant une méthode de Runge-Kutta-Merson d'ordre 4. Cette méthode permet, en évaluant l'erreur de troncature à l'ordre 5, d'adapter le pas de temps afin de respecter une précision souhaitée.

## 4. Résultats

### 4.1. Description du cas étudié

Le réseau de chaleur étudié ici est alimenté par une source unique de chaleur et distribue l'eau chaude vers cinq consommateurs (voir figure 1). Le consommateur 2 représente des immeubles de bureaux (nommé ici Bureaux), tandis que les autres représentent des immeubles d'habitation (nommés ici Habitations). La simulation numérique couvre deux jours pour lesquels les besoins sont très différents (par exemple vendredi et samedi). Les longueurs des canalisations d'alimentation du réseau sont représentées dans le tableau 1. Les tranchées du réseau comprennent les canalisations allers et retours.

Les puissances thermiques demandées par les consommateurs  $C_2$  et  $C_5$  sont représentées dans la figure 2. Le vendredi, les Habitations ( $C_5$ ) ne demandent de la chaleur que tôt le



matin, à midi, et durant le soir, tandis que les Bureaux ( $C_2$ ) demandent de la chaleur toute la journée avec une diminution légère après-midi. Le samedi, aucune puissance n'est demandée par  $C_2$ , et une puissance est demandée en continu par  $C_5$ . Les puissances demandées par les Habitations  $C_1$ ,  $C_3$ , et  $C_4$ , non présentées dans la figure 2, varient en temps de la même façon que  $C_5$  mais avec des puissances différentes. Les puissances maximales, demandées entre 7 h et 8 h selon les consommateurs, sont représentées dans le tableau 2. La puissance demandée en  $C_2$  s'apparente à la puissance demandée par une université de taille moyenne comme celle de Pau. Les autres puissances importantes pour des habitations représentent en fait un agglomérat de sous-stations pour les quartiers avoisinants cette université par exemple.

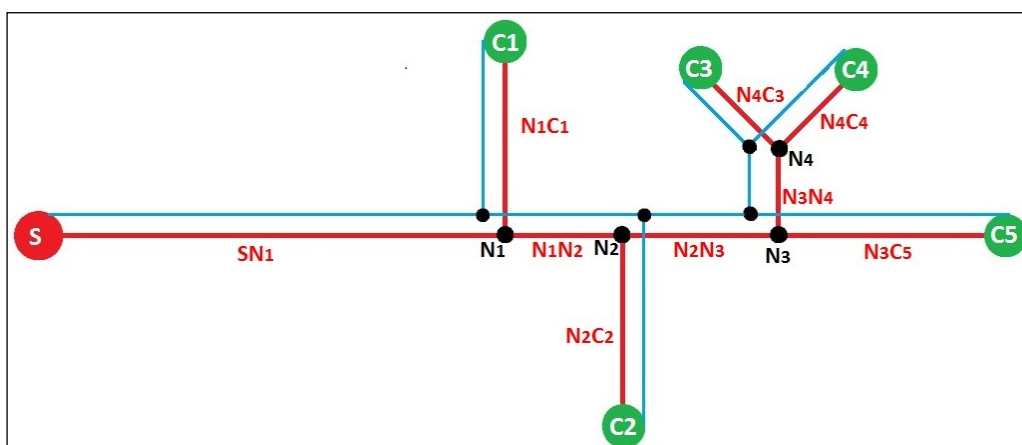


Figure 1 : Structure du réseau de chaleur. En rouge et en bleu sont représentées les canalisations allers et retours. S, C, et N désignent les Sources, les Consommateurs, et les Nœuds.

Canalisation	$SN_1$	$N_1C_1$	$N_1N_2$	$N_2C_2$	$N_2N_3$	$N_3N_4$	$N_4C_3$	$N_4C_4$	$N_3C_5$
Longueur [m]	500	75	50	75	75	25	50	50	100

Tableau 1 : Longueurs des canalisations d'alimentation.

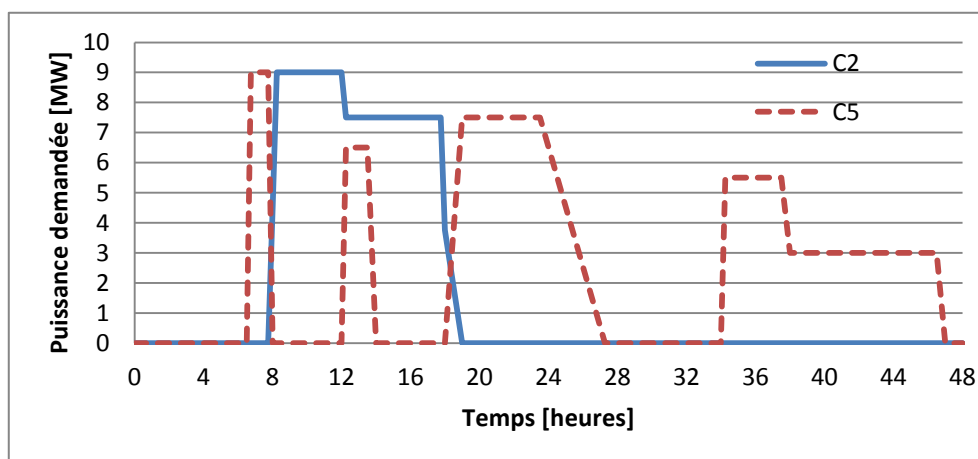


Figure 2 : Variations des puissances demandées par  $C_2$  et  $C_5$  sur 48 heures.

Consommateur	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$
Puissance maximale [MW]	13	9	5	5	9

Tableau 2 : Les puissances maximales des consommateurs.

Les températures de la source de chaleur et du sol sont supposées constantes et égales, respectivement, à 90 °C et 20 °C. La température initiale du système est supposée homogène et égale à la température du sol.

## 4.2. Résultats concernant les débits massiques

Dans le but de tester la gestion des débits proposée dans ce travail, seuls les débits massiques des canalisations qui alimentent directement les consommateurs sont discutés. Les bilans de matière sur tous les nœuds du système ont cependant été vérifiés.

Les évolutions temporelles des débits massiques des canalisations d'alimentation  $N_2C_2$  et  $N_3C_5$  sont représentées dans la figure 3. Globalement les allures de ces débits suivent les allures des puissances demandées par les consommateurs (figure 2). Cependant, conformément à la politique de gestion des débits que l'on a imposée, les débits massiques tendent vers des valeurs maximales après chaque longue période de consommation nulle :

- à 7 h (7h00 le vendredi) et à 34 h (10h00 le samedi) pour la canalisation  $N_3C_5$  alimentant les Habitations  $C_5$  ;
- à 8 h pour  $N_2C_2$  alimentant les Bureaux  $C_2$ .

Ensuite, une fois que la température chaude est atteinte dans les canalisations d'alimentation du réseau, les débits diminuent pour retrouver les valeurs nominales correspondant aux puissances demandées.

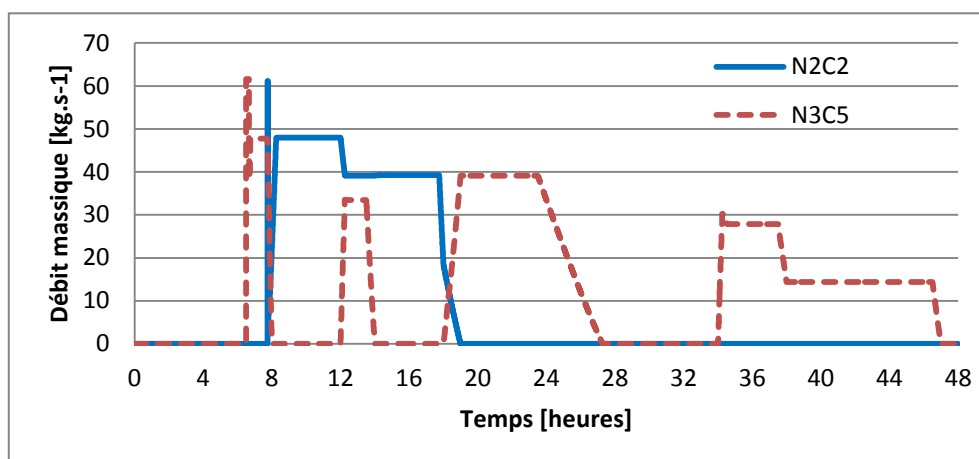


Figure 3 : Évolution temporelle des débits massiques des canalisations  $N_2C_2$  et  $N_3C_5$ .

Les évolutions temporelles des débits des canalisations ( $N_1C_1$ ,  $N_4C_3$ , et  $N_4C_4$ ), alimentant directement les autres Habitations, suivent la même allure que celle du débit de la canalisation  $N_3C_5$  mais avec des amplitudes différentes liées aux puissances maximales demandées.

## 4.3. Résultats concernant les puissances thermiques délivrées

Les puissances délivrées aux consommateurs  $C_2$  et  $C_5$  sont superposées avec les puissances demandées, respectivement, dans les figures 4 et 5.

Ces figures montrent que les puissances délivrées correspondent très bien à celles demandées par les consommateurs. Malgré tout, un léger retard d'environ 7 minutes, peu visible sur la figure 5, existe entre la puissance demandée et celle délivrée au démarrage du système à 7 h pour  $C_5$ . Ce phénomène, tout à fait normal, est lié à la distance entre l'unité de production et les consommateurs et au fait que l'eau dans les canalisations au démarrage est à la température du sol. La comparaison des puissances délivrées et demandées aux autres Habitations  $C_1$ ,  $C_3$  et  $C_4$  donnent les mêmes conclusions que celles de  $C_5$ , mais avec un retard moins important. Le retard de  $C_5$  est le plus important parce qu'il est le plus loin de la source de chaleur.

Concernant la puissance délivrée au  $C_2$  (figure 4), correspondant aux Bureaux, il n'y a pas eu de retard par rapport à la puissance demandée, car à 8 h (l'instant de son appel de

puissance) le système avait déjà démarré depuis presque une heure et les canalisations principales étaient déjà réchauffées. Les résultats obtenus montrent que la gestion des débits massiques proposée est bonne.

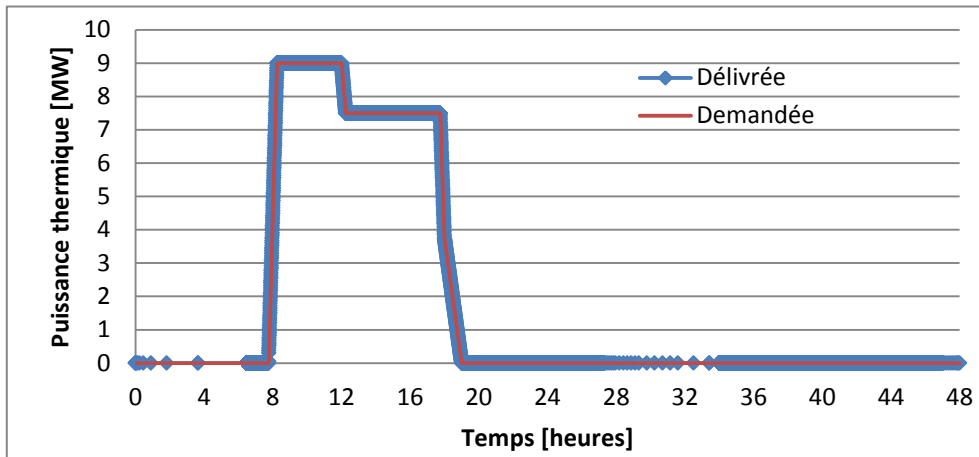


Figure 4 : Évolution temporelle de la puissance demandée et délivrée au C<sub>2</sub>.

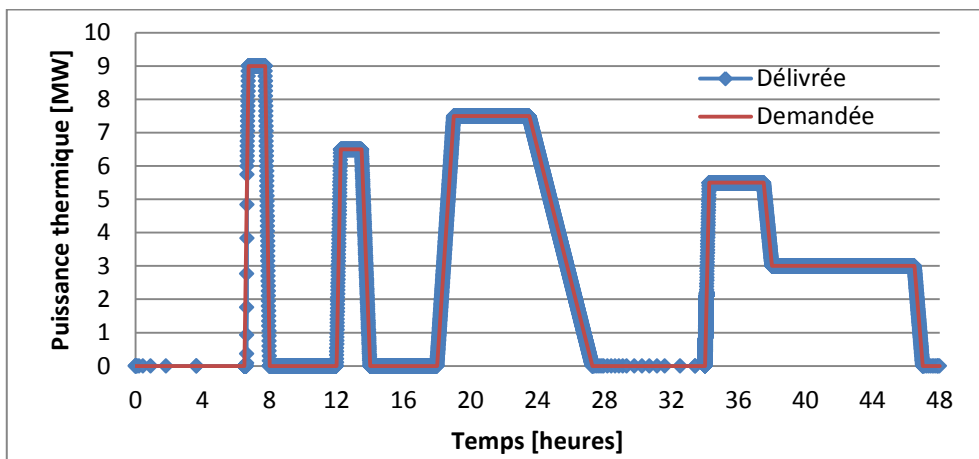


Figure 5 : Évolution temporelle de la puissance demandée et délivrée au C<sub>5</sub>.

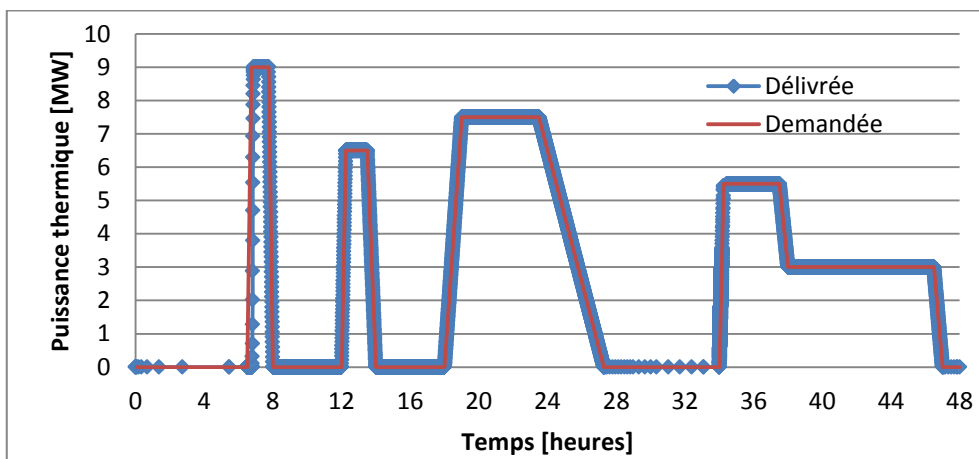


Figure 6 : Évolution temporelle de la puissance demandée et délivrée au C<sub>5</sub>.

Dans le but de mettre en évidence l'intérêt de la politique de gestion des débits proposée dans cette étude, un calcul pour le même réseau, avec une gestion différente, est lancé. Dans ce calcul, les débits sont directement calculés en fonction des puissances demandées aux consommateurs et aucun débit maximum n'est imposé au début de l'appel de puissance. Une

comparaison entre la puissance demandée et celle délivrée pour le consommateur  $C_5$ , toujours le plus loin, dans ce cas est représentée dans la figure 6.

Dans la figure 6, le retard existant au démarrage du système à 7 h, plus visible ici, est plus important que celui du cas précédent. En effet, il est ici d'environ 17 minutes. Cela met en évidence l'intérêt de la politique de gestion des débits, proposée dans cette étude pour satisfaire « au mieux » les consommateurs. En effet, ils reçoivent plus rapidement la chaleur demandée. Cependant un compromis doit toujours être effectué, parce que le fait d'imposer un débit maximum au début de l'appel de puissance nécessite des coûts de pompage plus importants.

## 5. Conclusion

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet AMI FONGEOSEC porté par FONROCHE Géothermie. L'objectif de ce travail est de simuler le fonctionnement dynamique d'un réseau de chaleur à débits variables.

Le modèle s'appuie sur une approche quasi-dynamique. Les débits massiques sont résolus par une succession d'états stationnaires. L'écoulement est supposé piston, la résolution numérique des bilans d'énergie de l'eau circulant dans les canalisations est basée sur la méthode des volumes finis pour la discrétisation spatiale et la méthode de Runge-Kutta-Merson pour l'intégration temporelle.

Les premiers résultats obtenus sur un cas d'étude montrent l'intérêt d'avoir des débits variables dans un réseau. Cela permet notamment d'imposer des débits importants au démarrage pour éviter des retards trop importants entre l'appel de puissance et la satisfaction de cet appel. Cependant, cela implique des coûts de pompage élevés. L'intégration de réservoirs de stockage d'eau chaude, au voisinage des consommateurs, devrait permettre de satisfaire leurs demandes sans avoir besoin d'augmenter les coûts de pompage. Cette étape est en cours de validation dans notre outil numérique.

## Références

- [1] Olsthoorn, D., Haghighat, F., & Mirzaei, P. A. Integration of storage and renewable energy into district heating systems: A review of modelling and optimization. *Solar Energy*, 136, 49-64. (2016).
- [2] Talebi, B., Mirzaei, P. A., Bastani, A., & Haghighat, F. A review of district heating systems: modeling and optimization. *Frontiers in Built Environment*, 2, 22. (2016).
- [3] Zhou, S. J., Tian, M. C., Zhao, Y. E., & Guo, M. Dynamic modeling of thermal conditions for hot-water district-heating networks. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 26(4), 531-537. (2014).
- [4] Larsen, H. V., Pálsson, H., Bøhm, B., & Ravn, H. F. Aggregated dynamic simulation model of district heating networks. *Energy conversion and management*, 43(8), 995-1019. (2002).
- [5] Pálsson H. Methods for planning and operating decentralized combined heat and power plants. Department of Energy Engineering, Technical University of Denmark and Systems Analysis Department, Risa National Laboratory, Report 1185, 2000.
- [6] Jie, P., Tian, Z., Yuan, S., & Zhu, N. Modeling the dynamic characteristics of a district heating network. *Energy*, 39(1), 126-134. (2012).
- [7] Yan, A., Zhao, J., An, Q., Zhao, Y., Li, H., & Huang, Y. J. Hydraulic performance of a new district heating systems with distributed variable speed pumps. *Applied energy*, 112, 876-885. (2013).
- [8] Haiyan, L., & Valdimarsson, P. District heating modelling and simulation. In *Thirty-Fourth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering*. (2009).

# Modélisation transitoire des échanges thermiques et massiques dans un meuble réfrigéré, ventilé et chargé de denrées.

Sébastien BUSSONNIERE, Valérie SARTRE\*, Jocelyn BONJOUR

Univ Lyon, CNRS, INSA-LYON, CETHIL UMR5008, F-69621 Villeurbanne

\*(auteur correspondant : valerie.sartre@insa-lyon.fr)

**Résumé** - Un modèle thermique d'un meuble réfrigéré, ventilé et chargé en denrées est développé selon l'approche nodale. Plusieurs méthodes de résolution selon différents schémas numériques ont été testées sur un modèle élémentaire. La méthode implicite avec un pas de temps de 30 s a été retenue. Ensuite, le comportement dynamique du meuble réfrigéré, prenant en compte le système de régulation de température, a été simulé. L'étude de l'influence du débit d'air sur le champ de températures des denrées montre son influence positive sur l'homogénéisation des températures.

## Nomenclature

$C$	inertie thermique, $J.K^{-1}$	$a$	air
$C_p$	chaleur massique de l'air, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$AR$	écoulement arrière
$e$	épaisseur, m	$aspi$	aspiration ventilation
$h$	coefficient de transfert convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$AV$	écoulement avant
$L_c$	longueur caractéristique, m	$c$	face latérale AV ou AR de la denrée
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$	$e$	sortie ventilation
$Nu$	nombre de Nusselt	$ext$	extérieur
$R$	résistance thermique, $K.W^{-1}$	$evap$	évaporateur
$S$	surface, $m^2$	$f$	fluide
$T$	température, K	$inf$	face inférieure du meuble
$t$	temps, s	$int$	intérieur
$V$	volume d'air considéré, $m^3$	$l$	face supérieure de la denrée
<i>Symboles grecs</i>		$n$	instant
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$nat$	convection naturelle
$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$	$p$	denrée
$\Psi$	apports thermiques, W	$sup$	face supérieure du meuble
<i>Indices</i>			

## 1 Introduction

Le secteur de la réfrigération domestique représente une part importante de la consommation énergétique des foyers : par exemple en 2015, cette consommation en représentait environ 30 % [1]. En plus d'une part de consommation énergétique forte, il a été observé qu'à l'échelle nationale, 40 % des denrées alimentaires présentes dans un réfrigérateur domestique ne sont pas conservées à la bonne température [2]. Dans le domaine de la réfrigération des denrées périssables, c'est au premier abord la température qui est considérée comme l'indicateur de la qualité de conservation, même si d'autres paramètres peuvent être envisagés. Or, particulièrement en présence d'une charge, le champ de températures est étroitement lié à la façon dont la circulation d'air s'établit dans l'enceinte.

Les armoires réfrigérées ont fait l'objet de diverses modélisations CFD, en particulier pour des réfrigérateurs sans système de brassage d'air (convection naturelle) [3, 4, 5]. Certains auteurs ont aussi traité la modélisation et la détermination des températures d'un réfrigérateur domestique sans utilisation de logiciel CFD. Ainsi Laguerre [6] a développé un modèle

simplifié de réfrigérateur domestique et a montré que le temps de calcul par cette méthode était faible par rapport à l'utilisation de logiciel CFD. Laguerre [7] a également développé une méthode de modélisation par des approches déterministes et stochastiques des températures d'air d'un réfrigérateur domestique vide. Les travaux sur les meubles réfrigérés ventilés ont fait l'objet d'un nombre bien plus restreint d'études [8].

L'objectif du présent article est de présenter les résultats d'une étude basée sur la simulation numérique du comportement en régime transitoire d'un meuble réfrigéré, ventilé et chargé en denrées. On s'intéresse notamment à la distribution des températures et aux écarts temporels et spatiaux dans l'enceinte, qui conditionnent la qualité de conservation des denrées.

## 2 Stratégie de modélisation

La Figure 1 représente schématiquement le meuble réfrigéré, les parois du meuble, les écoulements d'air, la position des denrées sur les étagères de rangement (une charge de denrée à l'avant et une à l'arrière de chaque étagère tandis qu'en bas du meuble, une seule charge est présente à l'avant). Deux écoulements d'air verticaux (l'un ascendant à l'avant et l'autre descendant à l'arrière) ainsi que plusieurs écoulements horizontaux (de l'arrière vers l'avant) sont imposés dans le meuble réfrigéré au moyen d'un ventilateur. La répartition du débit d'air est supposée uniforme entre les étagères de rangement. Une modélisation aérodynamique est en cours d'élaboration, de sorte à affiner la modélisation thermique en prenant en compte une éventuelle répartition non uniforme du débit entre les étagères et afin d'évaluer la sensibilité du comportement du meuble à cette répartition. Les échanges thermiques associés aux écoulements internes sont de type convection forcée et supposés en régime laminaire. Le meuble réfrigéré est fermé, supposé étanche dans un environnement à température uniforme et constante, supérieure à la température interne. Les apports thermiques par les parois latérales sont négligés, tout comme les échanges radiatifs. Compte tenu de la plage modeste de variation des températures, les propriétés de l'air sont considérées comme indépendantes de la température.

Pour mieux décrire le principe de modélisation du comportement thermique du meuble, on présente ici en détail la

modélisation d'une étagère, qui sera ensuite dupliquée.

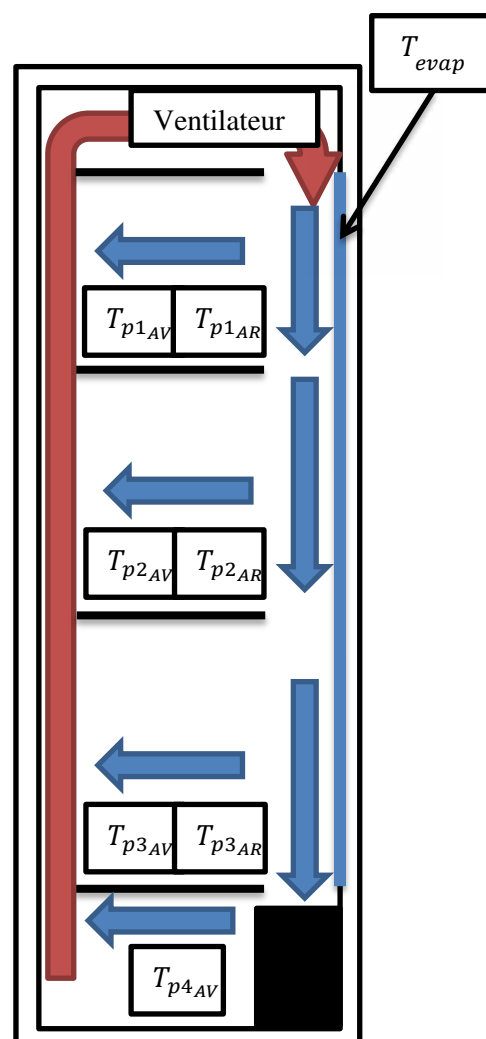


Figure 1 : Représentation des écoulements d'air d'une armoire réfrigérée à trois étagères de rangement

## 2.1 Modélisation d'une seule étagère

La Figure 2 présente une vue détaillée de l'étagère supérieure, des charges de denrées, des flux d'air circulant autour de cette étagère, de la porte et de la paroi de l'évaporateur. Elle comporte également un schéma nodal simplifié des échanges thermiques entre ces éléments (au moyen de résistances thermiques de conduction, de convection, et de transport), et fait apparaître un certain nombre de nœuds auxquels sont affectés différentes températures caractéristiques.

$T_{p1AV}$  représente la température de la charge de denrées situé sur l'avant de l'étagère,  $T_{a1AV}$  la température de l'air de l'écoulement horizontal au contact de la charge de denrées avant,  $T_{1AV}$  la température de l'air en écoulement ascendant au niveau de l'étagère,  $T_{int1porte}$  la température de la paroi intérieure de la porte du meuble au niveau de l'étagère. Aux frontières du système, on impose la température extérieure ( $T_{ext}$ ) et la température de la surface de l'évaporateur ( $T_{evap}$ ).

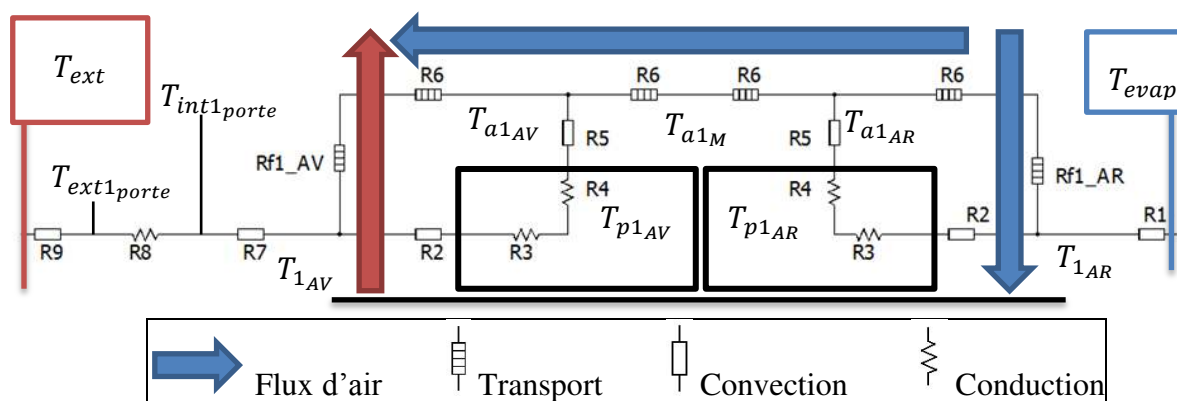


Figure 2 : Représentation des échanges thermiques et des flux d'air pour l'étagère supérieure

La Figure 3 représente le schéma nodal complet de l'étagère supérieure et des éléments environnants : outre les nœuds et résistances mentionnés précédemment, elle comporte également des capacités permettant de prendre en compte l'inertie thermique des denrées, de l'air et des parois.

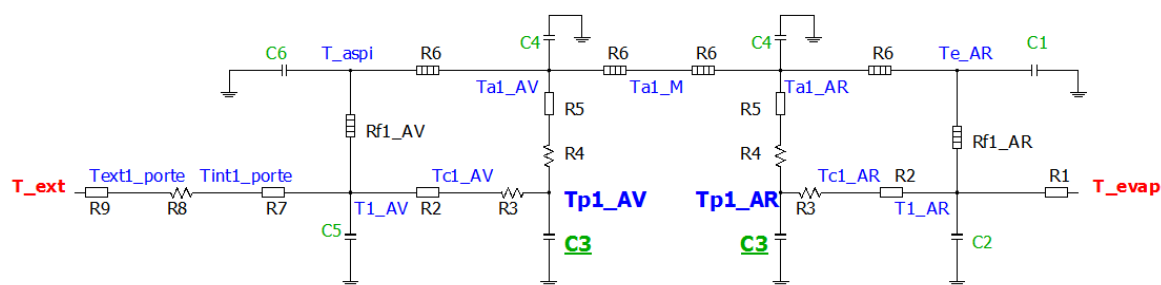


Figure 3 : Schéma nodal complet d'une étagère à l'intérieur du meuble réfrigéré

### 2.1.1 Apports thermiques

L'étagère supérieure représentée par le schéma nodal des Figure 2 et Figure 3 est soumise à des apports thermiques depuis l'extérieur régis par trois résistances : la résistance due à la convection extérieure (convection naturelle,  $R_9$ ), la résistance de conduction de la paroi ( $R_8$ ) et la résistance due à la convection entre la porte et l'air interne du meuble réfrigéré (convection forcée,  $R_7$ ). On a ainsi:

$$\Psi = \frac{T_{ext} - T_{1AV}}{R_7 + R_8 + R_9} \quad (1)$$

$$\text{avec } R_7 = \frac{1}{hS} = \frac{L_c}{Nu \lambda_a S_{porte}} \quad R_8 = \frac{e_{porte}}{\lambda_{porte} S_{porte}} \quad R_9 = \frac{1}{h_{nat} S_{porte}} \quad R_{porte} = R_7 + R_8 + R_9 \quad (2)$$

où  $\lambda_a = 0,0252 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ;  $e_{porte} = 0,033 \text{ m}$  ;  $\lambda_{porte} = 0,03 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ;  $h_{nat} = 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ;  
 $L_c = 0,04 \text{ m}$  ;  $S_{porte} = 0,05 \text{ m}^2$

Les échanges entre l'air interne et la paroi sont évalués en considérant qu'il s'agit de convection forcée entre deux plaques parallèles à température imposée, ce qui impose  $Nu = 4$ . Cette méthode d'évaluation sera utilisée pour tous les échanges convectifs à l'intérieur du meuble.

### 2.1.2 Transport

Le meuble réfrigéré est équipé d'un système de brassage d'air qui se traduit par du transport de chaleur associé aux flux d'air dans le volume interne du meuble. Les résistances correspondantes ( $R_6$  ;  $R_{f1AV}$  ;  $R_{f1AR}$ ) peuvent être exprimées comme  $R = \frac{1}{\dot{m}C_p}$  où  $\dot{m}$  est le débit d'air au point considéré et  $C_p$  la chaleur massique de l'air ( $1005 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).

### 2.1.3 Echanges thermiques entre l'air et une denrée

La charge de denrées est soumise à de la convection avec les écoulements d'air verticaux avant et arrière ( $R_2$ ) ainsi qu'avec l'écoulement horizontal de l'étagère ( $R_5$ ) sur la face supérieure. La température de surface de la charge étant différente de celle à cœur, une résistance de conduction ( $R_3$ ;  $R_4$ ) dépendante de  $e_c$  ;  $e_p$  ;  $S_c$  ;  $S_l$  est introduite :

$$R_2 = \frac{L_c}{Nu \lambda_a S_c} \quad R_3 = \frac{e_c}{\lambda_c S_c} \quad R_{p1} = R_2 + R_3 \quad R_4 = \frac{e_p}{\lambda_p S_l} \quad R_5 = \frac{L_c}{Nu \lambda_a S_l} \quad R_{p2} = R_4 + R_5 \quad (3)$$

avec  $S_c = 0,04 \text{ m}^2$  ;  $e_c = 0,11 \text{ m}$  ;  $e_p = 0,035 \text{ m}$  ;  $\lambda_c = \lambda_p = 0,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ;  $S_l = 0,16 \text{ m}^2$ .

### 2.1.4 Inertie thermique

L'inertie thermique est prise en compte pour tous les nœuds et intervient dans les bilans d'énergie. Par exemple, au nœud représentant la température de la charge de denrées à l'avant, on peut écrire :

$$\frac{C_3 dT_{p1AV}}{dt} = \frac{T_{1AV} - T_{p1AV}}{R_2 + R_3} + \frac{T_{a1AV} - T_{p1AV}}{R_4 + R_5} \quad (4)$$

L'inertie thermique des denrées est  $C_3 = 1000 \text{ J.K}^{-1}$ . Pour le cas des bilans d'énergie aux nœuds d'air ( $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_4$ ,  $C_5$ ,  $C_6$ ), l'inertie thermique associée est  $C = \rho V C_p$  où  $V$  est le volume considéré et  $\rho = 1,24 \text{ kg.m}^{-3}$ .

## 2.2 Modélisation globale du meuble réfrigéré

Le modèle de l'étagère supérieure est dupliqué sur la hauteur pour obtenir le modèle global à trois étagères (Figure 4). Les apports thermiques par les faces supérieure et inférieure ( $R_{12}$ ,  $R_{13}$ ,  $R_{14}$ ,  $R_{15}$ ,  $R_{16}$ ), ainsi que la charge de denrées placée en bas de meuble sont pris en compte et traités de la même manière que précédemment, à l'exception de la paroi extérieure inférieure, supposée à la température de l'environnement extérieur (pas de convection sur cette paroi). Les notations sont cohérentes avec celles explicitées dans le paragraphe 2.1 pour l'étagère supérieure.



### 3 Mise en équations et résolution

#### 3.1 Expression matricielle pour le modèle de l'étagère supérieure

L'ensemble des équations du modèle peut être présenté sous forme matricielle :

$$C \frac{d\vec{T}}{dt} = G\vec{T} + \vec{B} \quad (5)$$

$$\text{avec } C = \begin{pmatrix} C_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_4 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_6 \end{pmatrix} \quad \vec{T} = \begin{pmatrix} T_{eAR} \\ T_{1AR} \\ T_{p1AR} \\ T_{a1AR} \\ T_{a1AV} \\ T_{p1AV} \\ T_{1AV} \\ T_{aspi} \end{pmatrix} \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{T_{evap}}{R_1} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{T_{ext}}{R_{porte}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$G = \begin{pmatrix} -\frac{1}{R_6} - \frac{1}{R_{f1AR}} & \frac{1}{R_{f1AR}} & 0 & \frac{1}{R_6} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{R_{f1AR}} & -\frac{1}{R_{f1AR}} - \frac{1}{R_{p1}} - \frac{1}{R_1} & \frac{1}{R_{p1}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{R_{p1}} & -\frac{1}{R_{p1}} - \frac{1}{R_{p2}} & \frac{1}{R_{p2}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{R_6} & 0 & \frac{1}{R_{p2}} & -\frac{1}{2R_6} - \frac{1}{R_{p2}} - \frac{1}{R_6} & \frac{1}{2R_6} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2R_6} & -\frac{1}{2R_6} - \frac{1}{R_{p2}} - \frac{1}{R_6} & \frac{1}{R_{p2}} & 0 & \frac{1}{R_6} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{R_{p2}} & -\frac{1}{R_{p1}} - \frac{1}{R_{p2}} & \frac{1}{R_{p1}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{R_{p1}} - \frac{1}{R_{p1}} - \frac{1}{R_{f1AV}} - \frac{1}{R_{pporte}} & \frac{1}{R_{f1AV}} & \frac{1}{R_6} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{R_6} & 0 & \frac{1}{R_{f1AV}} & -\frac{1}{R_6} - \frac{1}{R_{f1AV}} \end{pmatrix}$$

#### 3.2 Discrétisation et méthode de résolution

La résolution du système d'équation a été envisagée avec un schéma explicite et implicite. Pour le schéma implicite, on discrétise de la manière suivante :

$$C \frac{\vec{T}^{n+1} - \vec{T}^n}{\Delta t} = G\vec{T}^{n+1} + \vec{B} \quad (7)$$

La pente  $\frac{\Delta T}{\Delta t}$  est calculée grâce aux matrices  $C$ ,  $G$ ,  $B$  ainsi que le vecteur des températures à l'instant (n+1). Cela permet d'exprimer le vecteur des températures à l'instant (n+1) en fonction des matrices  $C$ ,  $G$ , du pas de temps  $\Delta t$ , des vecteurs  $B$  et  $T$  pris à l'instant (n)

$$\vec{T}^{n+1} = \left( \frac{C}{\Delta t} - G \right)^{-1} \frac{C}{\Delta t} \vec{T}^n + \left( \frac{C}{\Delta t} - G \right)^{-1} \vec{B} \quad (8)$$

Dans le cas du schéma explicite, on écrit :

$$C \frac{\vec{T}^{n+1} - \vec{T}^n}{\Delta t} = G\vec{T}^n + \vec{B} \quad (9)$$

ce qui conduit à :

$$\vec{T}^{n+1} = \left( G + \frac{C}{\Delta t} \right) \left( \frac{C}{\Delta t} \right)^{-1} \vec{T}^n + \left( \frac{C}{\Delta t} \right)^{-1} \vec{B} \quad (10)$$

où la pente  $\frac{\Delta T}{\Delta t}$  est calculée grâce aux matrices ainsi que le vecteur des températures  $T$  à l'instant (n). La résolution matricielle est réalisée avec les outils VBA (Minverse, MMult, ...).

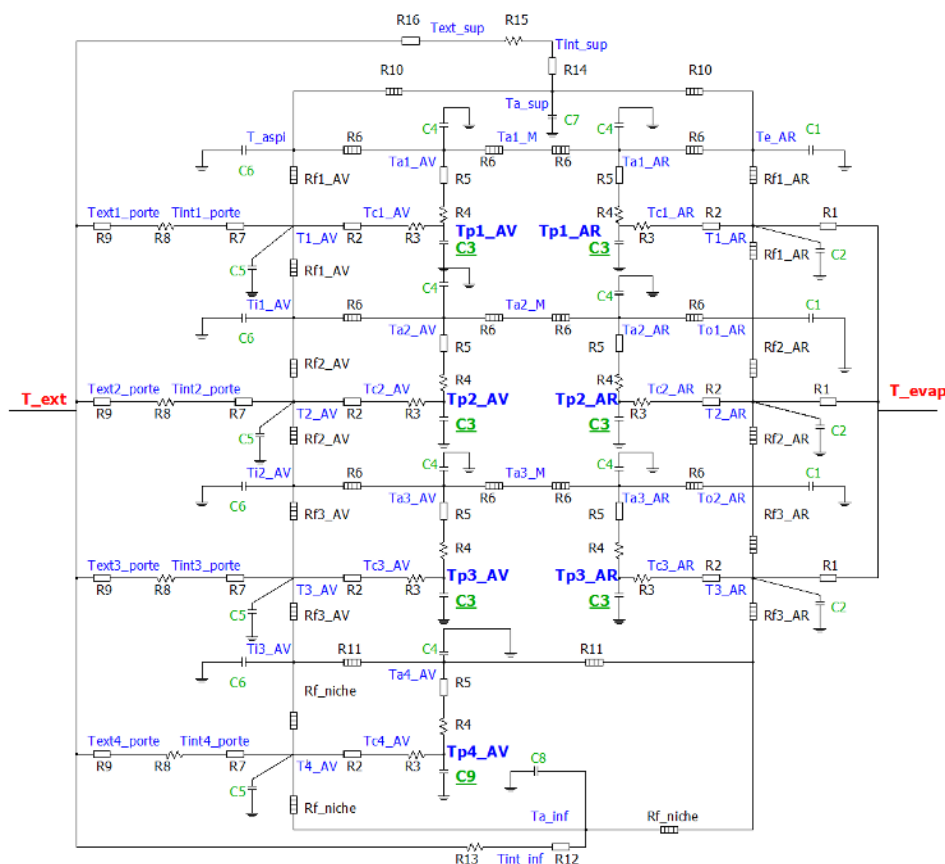
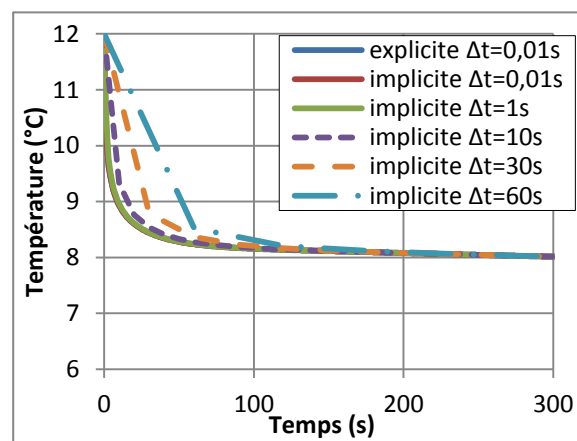


Figure 4 : Schéma nodal d'un meuble réfrigéré, ventilé et chargé en denrées sur 3 étagères

Les deux schémas conduisent aux mêmes valeurs numériques pour une discrétisation avec le même pas de temps  $\Delta t$ . Toutefois, la stabilité du schéma explicite n'est garantie que pour des pas de temps  $\Delta t$  inférieurs à un pas de temps critique. Pour le système étudié, le pas de temps critique a été trouvé (par essais successifs) égal à  $\Delta t_{critique} = 0,01s$ .

Pour toutes les simulations, la température initiale a été fixée à  $T_{init} = 12\text{ °C}$ , la température extérieure à  $T_{ext} = 25\text{ °C}$  et la température de l'évaporateur à  $T_{evap} = -10\text{ °C}$ . La Figure 5 présente la température  $T_{1AR}$  en fonction du temps pour les deux schémas numériques (implicite et explicite) et pour différents

pas de temps ( $\Delta t = 0,01 ; 1 ; 10 ; 30 ; 60\text{ s}$ ) avec un débit de ventilation de  $5,85\text{ g.s}^{-1}$ .


 Figure 5 : Evolution temporelle des températures  $T_{1AR}$  pour différentes méthodes de résolution

Le temps de calcul dépend directement du pas de temps : pour  $\Delta t = 0,01 ; 1 ; 10 ; 30 ; 60\text{ s}$ , les temps de calcul pour l'étagère supérieure sont respectivement égaux à : 120 ; 10 ; 3 ; 0,7 ; 0,15 s. La méthode par schéma implicite avec un pas de temps  $\Delta t = 30\text{ s}$  est retenue comme méthode de résolution pour la suite. Ce pas de temps correspond au meilleur compromis entre un temps de calcul raisonnable et la précision des calculs sur les températures des denrées.

## 4 Résultats des simulations numériques

### 4.1 Comportement dynamique

Les conditions aux limites de ce modèle permettent de prendre en compte le système de régulation du meuble réfrigéré : le système frigorifique est mis en fonctionnement ( $T_{evap} = -10\text{ °C}$ ) lorsque la température  $T_{p1AR} > 7\text{ °C}$  et est mis à l'arrêt ( $T_{evap} = T_{1AR}$ ) lorsque  $T_{p1AR} < 3\text{ °C}$ .

La Figure 6 présente les températures des denrées et de l'évaporateur en fonction du temps pour une succession de cycles marche-arrêt conduisant à un régime cyclique permanent. Les températures des denrées dépendent de leur position dans le meuble. Les températures des denrées positionnées à l'avant des étagères sont plus élevées que celles des denrées positionnées à l'arrière en raison de l'influence des apports thermiques de l'extérieur. En ce qui concerne les denrées positionnées à l'arrière, la température est plus élevée en haut et plus faible en bas du meuble réfrigéré.

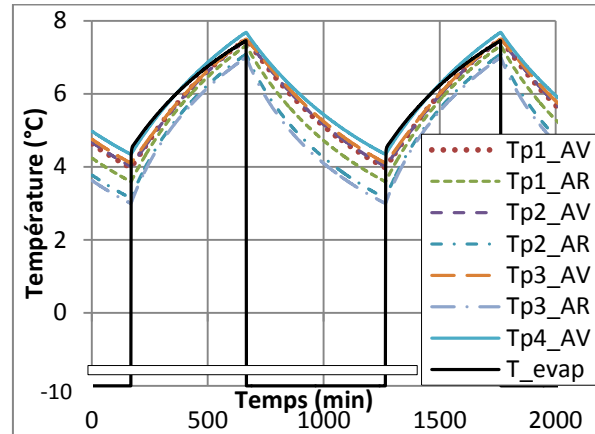


Figure 6 : Profil des températures de l'évaporateur et des denrées en fonction du temps

La répartition inverse est observée pour les denrées situées à l'avant. C'est la circulation forcée, imposée par le ventilateur, qui conduit à cette distribution, contraire à celle usuellement observée dans les meubles réfrigérés ne comportant pas de ventilation (i.e. régis par la convection naturelle). Le temps d'un cycle marche-arrêt est particulièrement élevé en raison des faibles valeurs des résistances de transport devant les résistances convectives.

### 4.2 Etude paramétrique

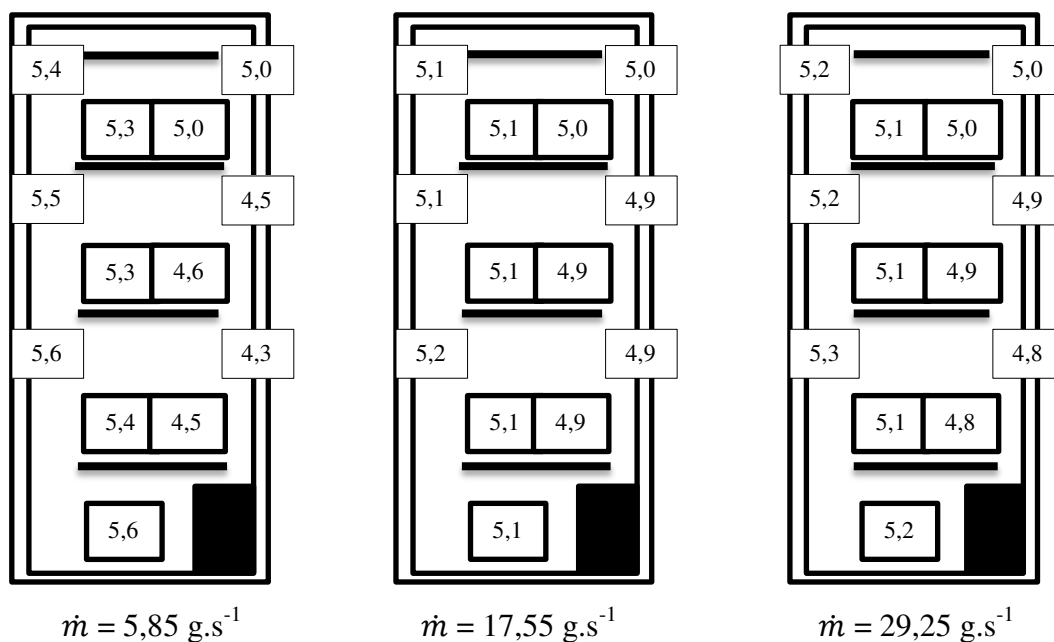


Figure 7 : Températures moyennes (°C) des denrées et de l'air pour différents débits de ventilation

La répartition des températures dépend de plusieurs paramètres : débit d'air, coefficients d'échanges, température de l'évaporateur, température extérieure, ... Le débit maximal est situé au niveau des ventilateurs, entre les nœuds de températures  $T_{aspi}$  et  $T_{eAR}$  (Figure 4). Sur la Figure 7, les températures d'air et des denrées moyennées temporellement lors d'un régime cyclique permanent, sont présentées pour trois débits massiques de ventilation (5,85 ; 17,55 ; 29,25 g.s<sup>-1</sup>).

La répartition des températures des denrées est de même sens que la répartition des températures d'air. L'écart entre les températures des denrées situées à l'arrière est de 0,1 K pour  $\dot{m} = 29,25$  g.s<sup>-1</sup> et de 0,5 K pour  $\dot{m} = 5,85$  g.s<sup>-1</sup>. L'écart de températures entre deux denrées situées sur la même étagère est au maximum de 0,2 K pour  $\dot{m} = 29,25$  g.s<sup>-1</sup> et de 0,9 K pour  $\dot{m} = 5,85$  g.s<sup>-1</sup>. Le débit de ventilation influence ainsi fortement les écarts de températures moyennes : plus le débit de ventilation est grand, plus le champ de températures est homogène.

## 5 Conclusion

Cet article concerne la modélisation d'un meuble réfrigéré, ventilé et chargé en denrées. L'approche nodale a été mise en œuvre. Plusieurs schémas numériques ont été essayés avec un sous-modèle constitué d'un seul niveau de rangement. Ce sous-modèle constitue un élément du modèle complet dupliqué en hauteur selon les différents niveaux de rangement. Cette étude a abouti au choix de la méthode de résolution mettant en œuvre le pas de temps le plus élevé possible pour minimiser le temps de calcul, tout en assurant la convergence du modèle vers la solution en régime permanent avec une précision suffisante. Le modèle obtenu permet d'effectuer une étude de sensibilité, entre autres, au débit d'air, aux coefficients d'échange thermique, à la température de l'évaporateur et à la température extérieure. Le débit d'air a une influence positive sur les écarts de températures : l'augmentation du débit homogénéise le champ de températures dans l'enceinte réfrigérée.

## Références

- [1] J. Belman-Flores, Enhancements in domestic refrigeration, approaching sustainable refrigerator - A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 51 (2015), 955-968.
- [2] Cemagref and ANIA, La chaîne du froid du fabricant au consommateur: Résultats de l'audit, *Revue Générale du Froid*, 1042 (2004), 29-36.
- [3] O. Laguerre, Numerical simulation of air flow and heat transfer in domestic refrigerators, *Journal of Food Engineering*, 81 (2007), 144-156.
- [4] J. Belman-Flores, Analysis of the flow and temperature distribution inside the compartment of a small refrigerator, *Applied Thermal Engineering*, 106 (2016), pp. 743-752.
- [5] J. A. Alfaro-Ayala, Numerical prediction of the unsteady temperature in a cooling cabinet, *International Journal of Refrigeration*, 73 (2017), 235-245.
- [6] O. Laguerre, Heat transfer by natural convection in domestic refrigerators, *Journal of Food Engineering*, 62 (2004), 79-88.
- [7] O. Laguerre, Temperature prediction in domestic refrigerators: Deterministic and stochastic approaches, *International Journal of Refrigeration*, 33 (2010), 41-51.
- [8] O. Laguerre, Heat transfer modelling in a refrigerated display cabinet: The influence of operating conditions, *Journal of Food Engineering*, 108 (2012), 353-364.

# Modélisation du refroidissement d'éléments chauffants par ébullition en convection libre dans un fluide diélectrique

Hervé NOEL<sup>1\*</sup>, Moran DOINEAU<sup>1</sup>, Patrick GLOUANNEC<sup>1</sup>, David NORTERSHAUSER<sup>2</sup>, Stéphane LE MASSON<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut de Recherche Dupuy de Lôme, PTR Systèmes Énergétiques et Procédés Thermiques, Université de Bretagne Sud, BP 92116, 56321 Lorient Cedex

<sup>2</sup>Orange Labs, dep. Research for Energy and Environment, 2, avenue Pierre Marzin – 22300 Lannion

\*(auteur correspondant : [herve.noel@univ-ubs.fr](mailto:herve.noel@univ-ubs.fr))

**Résumé** - Cette communication présente le développement d'un modèle multiphysique destiné au dimensionnement d'un dispositif de refroidissement d'éléments chauffants par immersion dans un liquide diélectrique. Les échanges thermiques et massiques pris en compte sont modélisés par une approche nodale. Ce modèle à même de prédire les conditions de fonctionnement, les flux de chaleur et de masse s'appuie sur une expérimentation du laboratoire. Il est validé par des séquences expérimentales. Le fluide utilisé est le Novec® 649.

## Nomenclature

$\mathcal{R}$	const. des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
$g$	accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
$V$	volume	$m^3$
$S$	surface	$m^2$
$\mathcal{P}$	puissance	$W$
$h$	coefficient de convection	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$R$	résistance thermique	$K.W^{-1}$
$K$	conductance thermique	$W.K^{-1}$
$CHF$	flux critique	$W.m^{-2}$
$H$	enthalpie	$J$
$hm$	enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
$C$	capacité thermique	$J.K^{-1}$
$L_v$	chaleur latente	$J.kg^{-1}$
$C_p$	chaleur spécif. à $p=const.$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$C_v$	chaleur spécif. à $v=const.$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$M$	masse molaire	$kg.mol^{-1}$
$\mathcal{N}$	quantité de matière	$mol$
$T$	température	$K$
$P$	pression	$Pa$
$P_p$	pression partielle	$Pa$
$m$	masse	$kg$
$\dot{m}$	débit massique	$kg.s^{-1}$
$t$	temps	$s$

## Lettres grecques

$\varphi$	densité de flux	$W.m^{-2}$
$\Phi$	flux net	$W$
$\rho$	masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\mu$	viscosité dynamique	$Pa.s$
$\sigma$	tension superficielle	$mN.m^{-1}$
$\beta$	coefficient de dilatation	$K^{-1}$
$\theta$	angle d'inclinaison	degré

## Indices

$sat$	saturation
$liq$	liquide
$gaz$	gaz
$vap$	vapeur
$ext$	extérieur
$EC$	élément chauffant
$ent$	entrée
$sort$	sortie
$ail$	ailette
$SL$	Surface libre du liquide
$sup$	supérieur
$inf$	inférieur
$cond$	condenseur/condensat
$éb$	ébullition
$m$	moyen

## 1. Introduction

La croissance continue des besoins en stockage et traitement des données numériques induit une augmentation constante des densités de puissance dissipées par les équipements informatiques. Le coût économique des solutions de refroidissement classiques par traitement d'air étant très pénalisant, d'autres voies sont envisagées. Elles font souvent appel à des liquides et peuvent suivant le cas impliquer le changement d'état du fluide [1] [2].

Le refroidissement par immersion dans un liquide diélectrique est une des alternatives possibles. Le contact direct du fluide avec les sources émettrices permet d'obtenir des coefficients d'échange thermique élevés. La technique retenue consiste à directement immerger le système dans un fluide diélectrique. Cette technique a déjà été mise en œuvre dans des installations grandeur nature avec plus ou moins de succès mais reste prometteuse. Un des problèmes majeurs est la gestion du fluide diélectrique qui est de nature très volatile et très couteux [3].

Dans cette communication on présente un modèle numérique simplifié permettant la prédiction du fonctionnement d'une installation en fonction des paramètres opératoires. À terme l'objectif est une aide au dimensionnement d'un dispositif de refroidissement. La mise en équation du modèle multiphysique est décrite suite à la présentation du pilote expérimental sur lequel s'appuie le modèle. La première partie décrit succinctement l'expérimentation mise en œuvre au sein du laboratoire. Les éléments dissipatifs sont des résistances électriques de géométrie plane[4].

Le modèle numérique ainsi que les hypothèses retenues pour les différents échanges en présence sont ensuite décrits. Dans la seconde partie, quelques enseignements tirés d'essais sont présentés. Des résultats de simulation confrontés aux séquences expérimentales sont ensuite exposés et discutés. Les perspectives d'usage de l'outil développé ainsi que les compléments d'étude envisagés concluent cette communication.

## 2. Matériel et méthode

### 2.1. Le dispositif expérimental

La figure 1 présente le système physique ainsi que les transferts thermiques et massiques mis en jeu. La source de chaleur utilisée est un élément chauffant de surface  $50.8 \times 50.8 \text{ mm}^2$  composé de deux plaques de cuivre d'épaisseur 1 mm placées de part et d'autre d'une résistance noyée dans un film de kapton de 250  $\mu\text{m}$ . Cet élément chauffant est immergé dans une cuve hermétique de  $230 \times 180 \times 240 \text{ mm}$  fabriquée en PMMA coulé, partiellement remplie de fluide diélectrique. Un échangeur à ailettes, est disposé en partie haute de l'enceinte afin de condenser la vapeur produite (figure 1). Cet échangeur est alimenté en eau par un bain thermostaté avec un réglage manuel du débit.

Le fluide utilisé dans cette étude est le NOVEC®649 [5] dont la température de changement d'état est de  $49^\circ\text{C}$  et la chaleur latente de vaporisation de  $88 \text{ kJ.kg}^{-1}$  à la pression atmosphérique.

Une mise en régime de l'installation est initialement nécessaire afin de réaliser un dégazage. En effet, la présence d'air avec la vapeur de Novec nuit fortement aux échanges avec le condenseur. La solution retenue pour pallier ces inconvénients a consisté à réaliser une purge commandée par électrovanne d'un volume tampon situé en partie haute de la cuve [4]. Ce volume est refroidi afin de condenser la vapeur de Novec et de stratifier les gaz en présence.

L'instrumentation mise en place comporte 22 thermocouples de type K de 0.2 mm de diamètre étalonnés au laboratoire. Trois thermocouples mesurent la température de surface de la résistance et 4 autres placés en quinconce au proche de cette dernière relèvent les températures du liquide. Les thermocouples restant sont disposés au sein du milieu gazeux, sous le condenseur et au-dessus de celui-ci. Au niveau l'échangeur à ailette, 4 thermocouples mesurent des températures de surface. Deux thermocouples sont positionnés dans des doigts de gant, respectivement à l'entrée et à la sortie de l'échangeur, afin de déterminer la puissance récupérée par le condenseur.

La puissance électrique fournie à l'élément chauffant est relevée avec une incertitude de  $0.002 \text{ W} + 1.5\%$  de la mesure. Un débitmètre (erreur 1% pleine échelle soit 0.02 l/min) nous renseigne sur le débit au condenseur et un capteur (erreur 2.5% pleine échelle soit 0.0125 bar) mesure la pression du milieu gazeux.

## 2.2. Modélisation numérique

Le modèle numérique doit permettre de prédire l'évolution des grandeurs représentatives de l'état du système: la température moyenne de surface de l'élément chauffant ( $T_{EC}$ ), la température moyenne de la phase liquide ( $T_{liq}$ ), la température moyenne du volume de gaz situé sous le condenseur ( $T_{gaz}$ ), et la température moyenne du gaz situé au-dessus du condenseur ( $T_{sup}$ ) ainsi que la pression de la phase gazeuse ( $P$ ).

Afin de limiter les temps de calculs, le choix s'est porté sur une modélisation simplifiée de type nodale avec une estimation de différentes grandeurs à partir des mesures. Le schéma nodal du modèle est donné figure 1. Les transferts conductifs et convectifs sont représentés sous forme de résistances thermiques. Les transferts de masse sont traités par une approche enthalpique sous forme de conductances fluides.

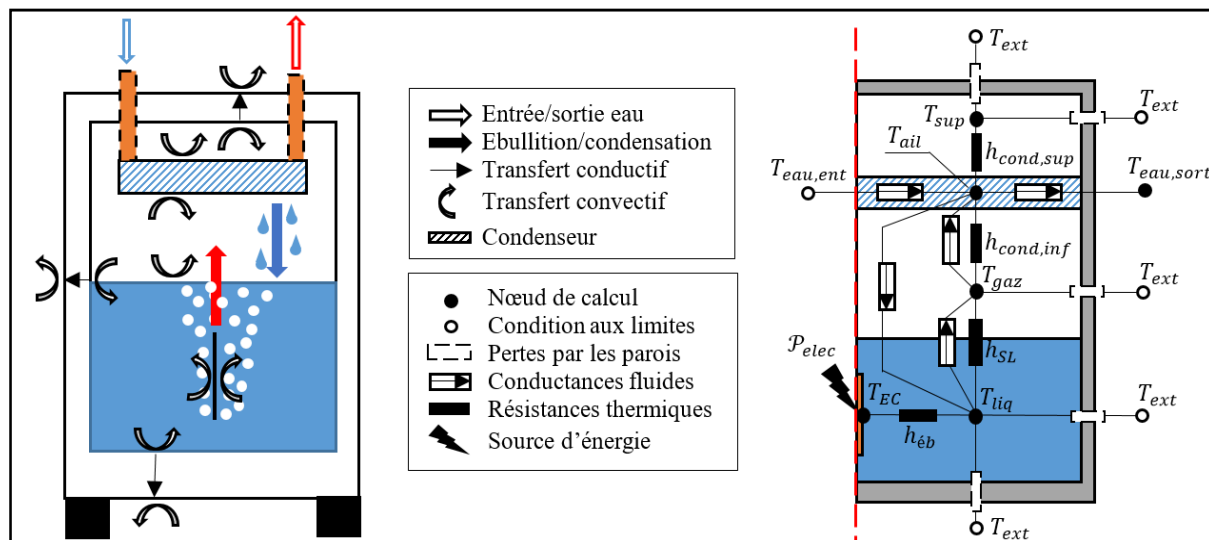


Figure 1 : Schémas des transferts et du modèle nodal

Les paramètres d'entrée du modèle sont la puissance dissipée dans l'élément chauffant ( $P_{elec}$ ), le débit d'eau dans le condenseur ( $\dot{m}_{eau}$ ), la température de l'eau en entrée du condenseur ( $T_{eau,ent}$ ) ainsi que la température ambiante ( $T_{ext}$ ).

Les propriétés thermophysiques du cuivre constituant l'élément chauffant et du PMMA constituant la cuve sont considérées constantes, les propriétés du Novec©649 dépendent de la température. En ce qui concerne les transferts de masse, on suppose qu'ils sont uniquement liés

aux phénomènes d'ébullition à la surface de l'élément chauffant et à la condensation à la surface du condenseur. La phase gazeuse est constituée d'un mélange air/Novec. Dans les conditions expérimentales retenues, la fraction molaire en Novec est toujours supérieure à 0,8. La forte différence entre la masse molaire du Novec (316 g.mol<sup>-1</sup>) et celle de l'air (29 g.mol<sup>-1</sup>) donne alors une fraction massique de Novec toujours supérieure à 98%. Enfin, les échanges par rayonnement sont négligés.

### 2.2.1. Déperditions thermiques de l'enceinte

Les températures des surfaces intérieures et extérieures des parois sont calculées dans les conditions initiales afin d'avoir une approximation des coefficients d'échanges convectifs par l'utilisation de corrélations de convection naturelle [6] [7] [8].

Les mouvements du Novec étant fortement liés au débit de vapeur produit, un coefficient d'ajustement des déperditions noté  $k_{éb}$  est appliqué aux parois intérieures en contact avec le liquide. La valeur de ce coefficient est estimée par méthode inverse.

### 2.2.2. Ébullition

Le flux de chaleur évacué à la surface de l'élément chauffant  $\Phi_{éb}$  est calculé à partir de la corrélation de Rohsenow [9] [10] [11] avec  $m = -0,7$ .  $C_{sf}$  est un coefficient caractéristique de l'interface élément chauffant/fluide déterminé par identification.

$$\varphi_{éb} = \mu_{liq} Lv \left[ \frac{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\sigma} \right]^{1/2} \left[ \frac{Cp_{liq} (T_{EC} - T_{sat})}{C_{sf} Lv Pr^{1-m}} \right]^3 \quad (1)$$

Le coefficient d'échange correspondant est alors déterminé par l'expression

$$h_{éb} = \left( \frac{\varphi_{éb}}{Lv} \right)^{2/3} \left[ \frac{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\sigma} \right]^{1/6} \left[ \frac{Cp_{liq} \mu_{liq}^{1/3}}{C_{sf} Pr^{1.7}} \right] \quad (2)$$

Cependant, aucune corrélation permet de déterminer quelle part de ce flux correspond à la formation de vapeur ( $\Phi_{éb,vap}$ ) et quelle part est simplement transmise au liquide ( $\Phi_{éb,liq}$ ) par convection et recondensation lors de l'ascension des bulles dans le liquide sous-saturé. Pour ce faire, un coefficient de répartition noté  $\tau$  est introduit. Ce coefficient est fonction de la température du liquide  $T_{liq}$ , de la température de saturation  $T_{sat}$  ainsi que du rapport  $\varphi_{éb}/CHF$  qui caractérise l'avancement du régime d'ébullition nucléée.

$$\tau = k_{\tau 1} \left( \frac{\varphi_{éb}}{CHF_{\theta}} \right) + k_{\tau 2} - [k_{\tau 3} \cdot (T_{sat} - T_{liq})] \quad (3)$$

Le flux critique est dans un premier temps calculé pour une surface horizontale. Un correctif est ensuite appliqué pour prendre en compte l'inclinaison de la surface d'un angle  $\theta=90^\circ$  avec l'horizontale [9] [12].

Le flux thermique disponible pour l'évaporation est donc de la forme :

$$\Phi_{éb,vap} = \Phi_{éb} \cdot \tau = \Phi_{éb} - \Phi_{éb,liq} \quad (4)$$

Le flux massique de vapeur lié à l'ébullition est alors calculé par :

$$\dot{m}_{vap} = \frac{\Phi_{éb,vap}}{Lv} \quad (5)$$



### 2.2.3. Interface liquide/gaz

La surface libre du liquide est constamment déformée par le flux de bulles qui la traverse. Ce flux massique a également un effet sur l'écoulement des phases liquide et gazeuse situées de part et d'autre de l'interface. Un coefficient  $K_{SL}$  correspondant à une conductance thermique est donc introduite pour quantifier le flux thermique échangé par convection.

Dans cette étude  $K_{SL}$  est considéré comme variant linéairement avec le débit de vapeur.

$$K_{SL} = k_{SL1} \cdot \dot{m}_{vap} + k_{SL2} \quad (6)$$

### 2.2.4. Condenseur

Le condenseur étant largement surdimensionné, la condensation se produit sur une fraction variable de la surface de l'échangeur ce qui rend l'utilisation de corrélations délicate. Une approche globale du système est donc retenue en considérant que le débit de condensation conduit à un équilibre entre la pression partielle de vapeur et la pression de saturation à la température moyenne de la phase gazeuse :

$$\dot{m}_{cond} = \frac{(P_{vap} - P_{sat}(T_{m,gaz})) \cdot V \cdot M_{novec}}{\mathcal{R} \cdot T_{m,gaz} \cdot dt} \quad (7)$$

La pression partielle de vapeur est calculée par la relation des gaz parfaits à partir de la masse de vapeur présente en phase gazeuse.

Les conductances d'échange thermique des faces inférieure et supérieure du condenseur,  $K_{cond,inf}$  et  $K_{cond,sup}$ , sont identifiées par méthode inverse.

### 2.2.5. Équations de bilan

Les équations de bilan établies pour chaque nœud du modèle sont les suivantes :

$$C_{EC} \cdot \frac{dT_{EC}}{dt} = h_{éb} \cdot S_{EC} \cdot (T_{liq} - T_{EC}) + \mathcal{P}_{elec} \quad (8)$$

$$C_{liq} \cdot \frac{dT_{liq}}{dt} = h_{éb} \cdot S_{EC} \cdot (T_{EC} - T_{liq}) + K_{SL} \cdot (T_{gaz} - T_{liq}) + \Delta H_{liq} - pertes \quad (9)$$

$$C_{gaz} \cdot \frac{dT_{gaz}}{dt} = K_{SL} \cdot (T_{liq} - T_{gaz}) + K_{cond,inf} \cdot (T_{ail} - T_{gaz}) + \Delta H_{gaz} - pertes \quad (10)$$

$$C_{cond} \cdot \frac{dT_{ail}}{dt} = K_{cond,inf} \cdot (T_{gaz} - T_{ail}) + K_{cond,sup} \cdot (T_{sup} - T_{ail}) + \Delta H_{cond} - \mathcal{P}_{eau} \quad (11)$$

$$C_{sup} \cdot \frac{dT_{sup}}{dt} = K_{cond,sup} \cdot (T_{ail} - T_{sup}) - pertes \quad (12)$$

Les termes  $\Delta H$ , liés aux conductances fluides, s'expriment sous la forme suivante:

$$\Delta H = \dot{m}_{ent} \cdot h_{m_{ent}} - \dot{m}_{sort} \cdot h_{m_{sor}} \quad (13)$$

Le calcul des pertes par les parois, qui concerne les trois volumes fluides, est effectué selon les indications fournies en 2.2.1.

Le bilan en masse de vapeur calculé par l'équation 14, permet d'effectuer d'obtenir la pression dans le volume gazeux (éq. 15)

$$\frac{dm_{vap}}{dt} = \dot{m}_{vap} - \dot{m}_{cond} \quad (14)$$

$$P = \frac{(\mathcal{N}_{vap} + \mathcal{N}_{air}) \cdot \mathcal{R} \cdot T_{m,gaz}}{V_{gaz}} \quad (15)$$

### 2.2.6. Bilan au condenseur

La puissance évacuée au condenseur est calculée à partir des valeurs de  $\dot{m}_{eau}$  et  $T_{ent,eau}$  par la relation (16).

$$\mathcal{P}_{eau} = K_{eau} \cdot (T_{ent,eau} - T_{ail}) = \dot{m}_{eau} \cdot C_{p_{eau}} \cdot (T_{sort,eau} - T_{ent,eau}) \quad (16)$$

$K_{eau}$  a la dimension d'une conductance, on suppose qu'elle varie linéairement en fonction du débit massique d'eau du condenseur.

$$K_{eau} = k_{eau1} \cdot \dot{m}_{eau} + k_{eau2} \quad (17)$$

Les valeurs de  $k_{eau1}$  et  $k_{eau2}$  ont été estimées à partir des mesures ( $k_{eau1}=649$  et  $k_{eau2}=5,3$ ).

La relation 16 permet également d'estimer la température d'eau en sortie de condenseur.

## 3. Résultats et discussion

### 3.1. Séquences expérimentales

L'essai expérimental présenté débute par une succession de 8 purges afin d'atteindre un dégazage quasi intégral. La puissance injectée est de 40W. À l'issue de cette étape, trois paliers de puissance de respectivement 88, 60 et de nouveau 88 W sont appliqués. Les conditions expérimentales de cet essai sont tracées sur la figure 2. Le débit au condenseur décroît légèrement au cours de l'essai (de 0.28 à 0.23  $\ell \cdot \text{min}^{-1}$ ), la température d'entrée d'eau est stabilisée à 30°C.

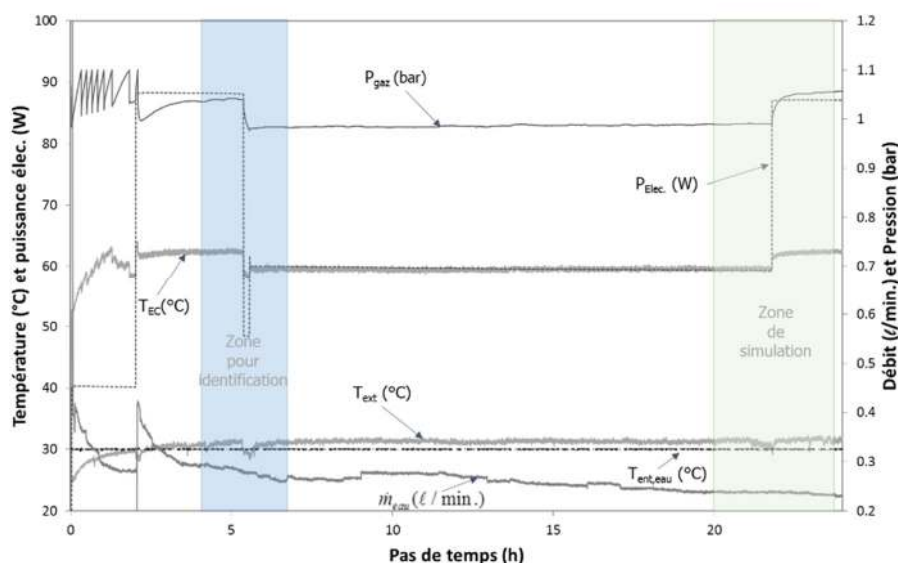


Figure 2 : tracés des paramètres expérimentaux de l'essai

À partir de la puissance dissipée  $\mathcal{P}_{elec}$  et des températures de surface de l'élément chauffant  $T_{EC}$  et du fluide  $T_{liq}$ , à proximité, le coefficient de transfert convectif apparent  $h_{CV}$  ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ) est évalué par la relation:

$$\mathcal{P}_{elec} = h_{CV} \cdot S_{EC} \cdot (T_{EC} - T_{liq}) \quad (18)$$

Le débit de fluide condensé maximal est évalué en considérant que l'énergie récupérée par le condenseur sert d'une part à refroidir la vapeur à la température de surface du condenseur et d'autre part au changement d'état.

$$\mathcal{P}_{eau} = \dot{m}_{cond} \cdot (\overline{C}_{p_{vap}} \cdot (T_{ail} - T_{sat}) + Lv(T_{sat})) \quad (19)$$

Pour ce calcul, les propriétés thermo-physiques du Novec®649 sont obtenues grâce à la bibliothèque Coolprop [5]. Ces résultats expérimentaux sont regroupés dans le tableau 1.

$P_{Elec}$	$P_{Cond}/P_{Elec}$	$T_{EC}-T_{Liq}$ (°C)	$\bar{h}_{CV}$ ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )	$\dot{m}_{cond}$ (kg/h)
88	0.82	13.7	1270	2.51
60	0.77	12.1	975	1.56
88	0.82	13.2	1300	2.48

Tableau 1 : Résultats expérimentaux pour les trois paliers de puissance

Les valeurs données dans le tableau 1 montre qu'on obtient des coefficients d'échanges élevés à l'interface résistance – Novec. Le ratio  $P_{cond}/P_{elec}$  indique la fraction d'énergie consommée valorisable.

### 3.2. Identification

Une partie de cette séquence de mesure (première zone grisée de la figure 2) a été exploitée pour identifier les paramètres principaux du modèle (tableau 2). Une méthode d'optimisation non linéaire par région de confiance est utilisée pour leur détermination. La fonctionnelle quadratique à minimiser fait intervenir les températures  $T_{EC}$ ,  $T_{liq}$ ,  $T_{gaz}$ ,  $T_{ail}$ ,  $T_{sup}$ ,  $T_{sort,eau}$  ainsi que la pression de vapeur de Novec P.

$k_{eb}$	$k_{SL1}$	$k_{SL2}$	$K_{cond,inf}$	$K_{cond,sup}$	$C_{sf}$	$k_{\tau1}$	$k_{\tau2}$	$k_{\tau3}$
10	$8,5.10^4$	24.9	2.35	$9.10^{-2}$	0.004	36.4	0.19	2

Tableau 2 : les 9 Paramètres identifiés

Il est intéressant de noter que le coefficient  $C_{sf}$  obtenu est proche de celui présenté par Forrest et al. dans le cadre d'une application similaire [11] [13]. Les conductances au niveau du condenseur, plus particulièrement  $K_{cond,inf}$ , sont les grandeurs ayant le plus d'influence sur la prédiction, notamment de la pression.

### 3.3. Confrontation simulation-expérimentation

La figure 3a montre la confrontation des évolutions mesurées et calculées après l'identification des paramètres. Les réponses du modèle sont bonnes même si on peut constater, peu après la 21ème heure, un effet excessif de la température ambiante sur la pression qui a pour conséquence de baisser la température de saturation, ce qui impacte la température de liquide et d'élément chauffant.

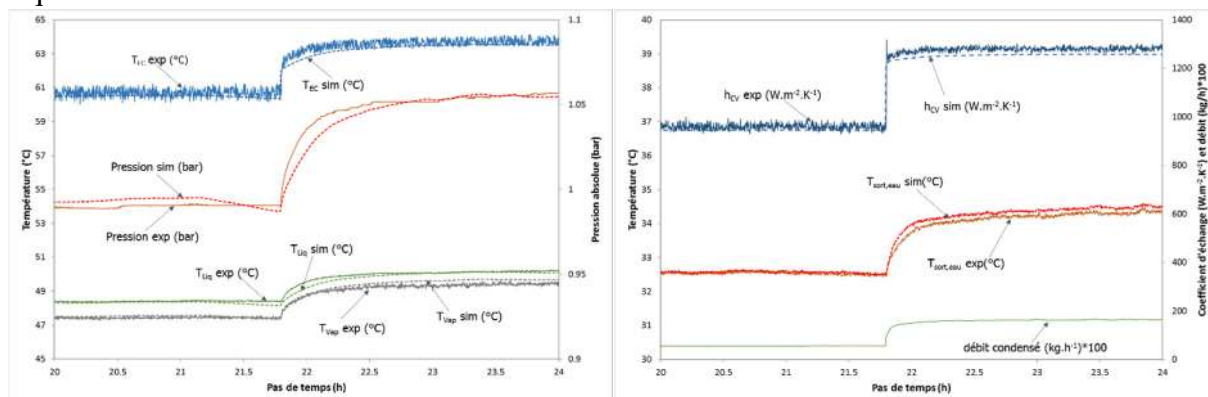


Figure 3a. confrontation simulation-expérience des grandeurs utilisées pour l'identification

3b coefficient d'échange en surface résistance, température d'eau sortie condenseur et débit de fluide condensé

Les écarts relatifs maximum sont respectivement de 5% et 1% en cohérence avec nos incertitudes de mesure. Le débit condensé calculé est aussi tracé, il atteint au maximum 1.65 kg.h<sup>-1</sup>, valeur qui reste inférieure au plafond de 2.54 kg.h<sup>-1</sup> calculé expérimentalement (tab. 1).

## 4. Conclusion

Un modèle écrit par analyse nodale et s'appuyant d'une part sur des corrélations et d'autre part sur des paramètres obtenus par identification pour les échanges a été développé. Les simulations donnent des résultats satisfaisants sur la séquence expérimentale étudiée, ainsi que sur un autre essai se déroulant dans des conditions expérimentales proches. Les coefficients obtenus par identification restent à affiner dans une plus grande gamme de puissance pour valider la modélisation. A ces conditions, le modèle sera à même de simuler les paramètres de fonctionnement tels que le ratio de récupération énergétique, la température de surface de l'élément chauffant, les débits de changement d'état, à des fins de dimensionnement de dispositif.

## 5. Références

- [1] F. Douchet, D. Nortershauser, S. Le Masson, et P. Glouannec, « Experimental and numerical study of water-cooled datacom equipment », *Applied Thermal Engineering*, vol. 84, n° 350-359, 2015.
- [2] F. Douchet, « Optimisation énergétique de data centers par utilisation de liquides pour le refroidissement des baies informatiques », Thèse de l'Université de Bretagne Sud, Lorient, 2015.
- [3] H. Coles et M. Herrlin, « Immersion Cooling of Electronics in DoD Installations », *Berkeley Lab*, mai 2016.
- [4] H. Noël, P. Glouannec, D. Nörtershäuser, et S. Le Masson, « Etude expérimentale du refroidissement d'un élément chauffant par ébullition nucléée », CIFQ, Saint-Lô, France, 2017.
- [5] I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, et V. Lemort, « Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp », *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 53, n° 6, p. 2498-2508, févr. 2014.
- [6] J. R. Welty, Charles E. Wicks, Robert E. Wilson, Gregory L. Rorrer, « Solution Manual Fundamentals Of Momentum », *Heat And Mass Transfer, 5th Edition*.
- [7] S. W. Churchill et H. H. S. Chu, « Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 18, n° 11, p. 1323-1329, nov. 1975.
- [8] R. Byron Bird, Warren E. Stewart, Edwin N. Lightfoot, « Transport Phenomena, 2nd edition », Wiley ed., 2007.
- [9] M. Lallemand, « Transferts en changement de phase - Ébullition libre », *Les Techniques de l'Ingénieur*.
- [10] Y.-Y. Li, Y.-J. Chen, Z.-H. Liu, « A uniform correlation for predicting pool boiling heat transfer on plane surface with surface characteristics effect », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 77, p. 809-817, oct. 2014.
- [11] E. C. Forrest, L.-W. Hu, J. Buongiorno, et T. J. McKrell, « Pool Boiling Heat Transfer Performance of a Dielectric Fluid With Low Global Warming Potential », *Heat Transfer Engineering*, vol. 34, n° 15, p. 1262-1277, déc. 2013.
- [12] M. El-Genk, « Combined effects of subcooling and surface orientation on pool boiling of hfe-7100 from a simulated electronic chip », *Experimental Heat Transfer*, vol. 16, p. 281-301, janv. 2003.
- [13] E. Forrest, L.-W. Hu, J. Buongiorno, et T. McKrell, « Pool Boiling of Novec 649 Engineered Fluid ». ECI International Conference on Boiling Heat Transfer, mai 2009.

# Détermination numérique de propriétés morphologiques et de propriétés de transport de copeaux de bois pour la modélisation de la pyrolyse basse température

Clarisse Lorreyte<sup>1\*</sup>, Pierre LEA<sup>1</sup>, Jean-François HENRY<sup>1</sup>, Hervé PRON<sup>1</sup>, Jaona RANDRIANALISOA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>GRESPI - EA 4694, Université de Reims Champagne-Ardenne, Campus du Moulin de la Housse, F-51687 Reims, France

**Résumé** - Cet article présente les résultats obtenus pour la détermination numérique de propriétés morphologiques et de propriétés de transport de copeaux de chêne pour la modélisation de la pyrolyse à basse température. Ces propriétés ont été obtenues à partir d'analyses d'images tomographiques des échantillons, soit par traitement d'images pour les propriétés morphologiques, soit par simulation directe à l'échelle du pore pour les propriétés de transport. Ces propriétés ont été déterminées pour des copeaux à l'état initial ainsi que pour des copeaux pyrolysés à 300°C, afin d'analyser l'influence de la pyrolyse.

## Nomenclature

$A$  surface spécifique,  $m^{-1}$   
 $C_p$  capacité thermique,  $J K^{-1}kg^{-1}$   
 $D_h$  diamètre hydraulique, m  
 $F_{DF}$  coefficient de Forchheimer,  $m^{-1}$   
 $K$  perméabilité,  $m^2$   
 $k$  conductivité thermique  $W m^{-1}K^{-1}$   
 $q$  densité de flux thermique,  $W m^{-2}$   
 $T$  température, K

*Symboles grecs*  
 $\beta$  coefficient d'extinction,  $m^{-1}$   
 $\mu$  viscosité dynamique,  $Pa s$   
 $\omega$  albédo de diffusion  
*Indices et exposants*  
 $D$  relatif à la loi de Darcy  
 $eff$  effectif  
 $f$  fluide  
 $p$  paroi

## 1. Introduction

La pyrolyse de biomasse lignocellulosique est un procédé endothermique précédant l'étape de gazéification et conduisant à la production d'espèces volatiles, de goudrons et d'un résiduel carboné, le char [1]. Parmi les différentes ressources de biomasse, nous nous sommes intéressés aux copeaux de bois, plus particulièrement au chêne, très présent dans la région Grand Est. La connaissance des propriétés morphologiques (porosité, surface spécifique, tortuosité) et des propriétés effectives de transport (perméabilité, coefficient de Forchheimer, coefficient d'échange convectif, conductivité thermique et propriétés radiatives) des échantillons présente deux intérêts majeurs : d'une part elle permet une meilleure compréhension du comportement thermo-physico-chimique des copeaux durant leur pyrolyse, et d'autre part elle constitue les données d'entrée pour la simulation numérique multi-échelle de la pyrolyse. Afin de déterminer numériquement ces propriétés, des images tomographiques ont été réalisées sur des copeaux à l'état initial et sur des copeaux après une pyrolyse à 300°C. Elles ont permis d'estimer la porosité, la surface spécifique et la tortuosité à partir de traitements d'images avec le logiciel Imorph [2]. Par ailleurs, les propriétés effectives de transport telles que la perméabilité, le coefficient d'échange ainsi que les conductivités thermiques en phase fluide et en phase solide ont été déterminées par une approche de

simulation directe d'écoulements à l'échelle du pore [3]. Enfin, les propriétés radiatives des copeaux telles que le coefficient d'extinction, l'albédo et la fonction de phase de diffusion ont été déterminées à partir de la méthode de Monte Carlo de tracés de rayons (MCTR) sur images tomographiques.

## 2. Détermination des propriétés des copeaux de bois

### 2.1. Réalisation des images tomographiques

Des images tomographiques à rayons X (avec une résolution de 15,6  $\mu\text{m}$ , v|tome|x, GE Sensing & Inspection Technologies Phoenix X|ray, 160kV) ont été réalisées au laboratoire Matériaux, Ingénierie et Sciences (MATEIS) à Lyon à différents états de décomposition sur les copeaux de chêne : état initial (copeaux à température ambiante) et après une pyrolyse à 300°C réalisée en étuve. Une étude de Volume Élémentaire Représentatif (VER) a été faite.. Le détail de cette étude est reporté dans les travaux de thèse de C. Lorreyte [4]. Il a été montré que la dimension du VER est 500x500x500 voxels.

### 2.2. Détermination des propriétés morphologiques

L'étude de la surface spécifique et de la tortuosité a été réalisée avec le logiciel Imorph [2], développé par les chercheurs de l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI, UMR 7343 CNRS Université d'Aix-Marseille) et dédié aux analyses morphologiques d'images numériques. Il a été montré dans une étude antérieure [5] que, lors de la pyrolyse, la porosité reste à peu près constante. Néanmoins, les copeaux se rétractent sur eux-mêmes lors de la pyrolyse car ils subissent le phénomène de « shrinkage » [6].

Le tableau 1 montre que la surface spécifique diminue légèrement après pyrolyse. Etant donné que les copeaux se contractent au cours de la pyrolyse, cela peut entraîner une modification de la répartition et de la forme des micropores, il n'est donc pas surprenant que la surface spécifique diminue également.

	<i>Copeaux initiaux</i> m <sup>-1</sup>	<i>Copeaux après pyrolyse à 300°C</i> m <sup>-1</sup>
Surface spécifique en phase fluide	4488,42	4322,67
Surface spécifique en phase solide	3932,75	3896,89

Tableau 1 : *Surface spécifique des copeaux pour un VER de 500x500x500 voxels*

Les résultats de tortuosités obtenus pour les copeaux initiaux et les copeaux pyrolysés sont présentés dans le tableau 2. On remarque que les copeaux sont anisotropes (globalement orientés selon x), axe selon laquelle les copeaux s'empilent naturellement lorsqu'ils sont placés dans un récipient, et que la tortuosité diminue lors de la pyrolyse, ce qui est corrélé avec le fait que la surface spécifique du lit de copeaux diminue.

	<i>Copeaux initiaux</i>	<i>Copeaux après pyrolyse à 300°C</i>
Tortuosité selon x	1,85±0,27	1,19±0,07
Tortuosité selon y	1,38±0,15	1,13±0,06
Tortuosité selon z	1,32±0,2	1,23±0,11

Tableau 2 : *Tortuosité des copeaux pour un volume de 500x500x500 voxels*

### 2.3. Détermination des propriétés de transport

L'approche numérique utilisée pour la détermination des propriétés de transport est la simulation directe à l'échelle du pore, une méthode de calculs d'écoulement et de transferts thermiques en milieux poreux [3], popularisée par le développement d'ordinateurs performants. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de rendre compte de la microphysique des écoulements et des transferts thermiques pouvant être décrits par l'équation de Navier Stokes, Eqs. (1-2) couplée à l'équation d'énergie, Eq (3).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla P + \mu(\Delta u) + \rho \vec{g} \quad (2)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) T = k_f \nabla^2 T \quad (3)$$

Le domaine utilisé pour les calculs consiste en un volume cubique de 500 pixels de côté pour les copeaux auquel on a ajouté une zone d'entrée dont la longueur est de 250 pixels et une zone de sortie de 500 pixels (Fig.1).

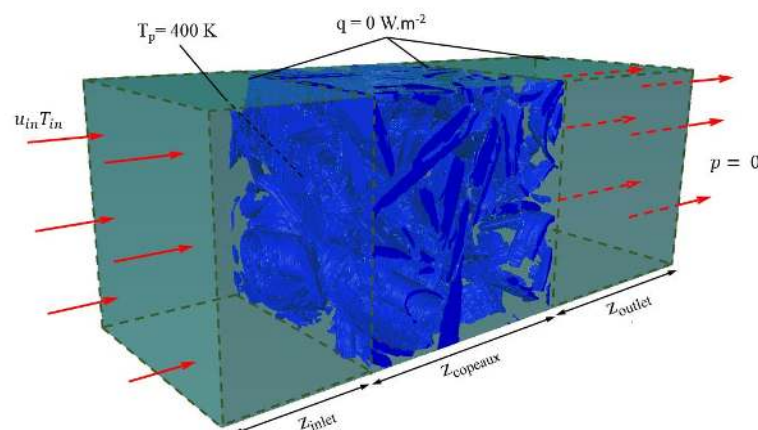


Figure 1 : Illustration du domaine de simulation et des conditions aux limites avec les régions d'entrée (d'épaisseur  $z_{inlet}$ ) et de sortie (d'épaisseur  $z_{outlet}$ )

#### 2.3.1. Conditions aux limites

Un flux d'air à vitesse et température uniformes est appliqué sur toute la frontière ouverte de la zone d'entrée selon l'Eq. (4). Sur la frontière de sortie, on considère que la pression est égale à la pression atmosphérique et que la température axiale ne varie plus significativement (conditions de flux axial nul), Eq. (5). La température des surfaces mouillées des copeaux, notée  $T_p$ , est fixée. Sur les frontières restantes, des conditions de périodicité (paroi adiabatique et non-glissante), Eq. (6), sont appliquées afin de représenter l'étendue infiniment grande de l'échantillon dans les directions perpendiculaires à ces frontières.

En entrée :

$$\vec{u} = u_{in} \cdot \vec{n}_x \quad T = T_{in} = 300 \text{ K} \quad (4)$$

$$\text{En sortie :} \quad p = 0 \quad \vec{q} \cdot \vec{n}_z = 0 \quad (5)$$

$$\text{Aux frontières latérales :} \quad \vec{u} \cdot \vec{n}_{\perp x} = 0 \quad \vec{q} \cdot \vec{n}_{\perp x} = 0 \quad (6)$$

$$\text{A l'interface fluide-solide :} \quad T = T_p = 400K \quad (7)$$

Avec le vecteur unitaire selon l'axe  $x$ , le vecteur unitaire normal à l'axe  $x$ , le vecteur vitesse  $\vec{u}$  et  $\vec{q}$  le flux de chaleur.

### 2.3.2. Perméabilité, coefficient de Forchheimer et étude du coefficient d'échange

La perméabilité, notée  $K$ , caractérise la capacité d'un milieu poreux à laisser passer un fluide en écoulement. Elle est reliée à la variation de pression par unité de distance,  $\nabla p$ , selon la loi de Darcy, loi simple et fréquemment utilisée en milieu poreux [7]. La loi de Darcy suppose que la variation de pression est inversement proportionnelle à la perméabilité. Ce comportement est généralement valable à faible nombre de Reynolds ( $Re_D < 1$ ), c'est-à-dire lorsque les effets inertiels sont faibles. Or plus la vitesse augmente plus ces effets prennent le contrôle sur l'écoulement et ne sont plus négligeables. Pour prendre en compte les effets inertiels, Forchheimer [8], a proposé d'ajouter un terme additionnel à la loi de Darcy, prenant en compte l'énergie cinétique du fluide. Ce terme additionnel a comme paramètre le coefficient de Forchheimer noté  $F_{DF}$ . Nous considérons l'Eq. (8) pour représenter la variation du champ de pression dans le lit de copeaux comme ça été le cas dans des études récentes [3], [9]. On considère également que nous sommes en régime laminaire avec l'hypothèse d'effet visqueux faible. Cette hypothèse est raisonnable pour le type d'écoulement qui a lieu durant la pyrolyse (100 ml/min).

$$\nabla p = -\frac{\mu}{K} \vec{u}_D - F_{DF} \rho \vec{u}_D^2 \quad (8)$$

Pour déterminer la perméabilité et le coefficient de Forchheimer, nous avons relevé le gradient de pression au sein du lit de copeaux et déterminé un gradient de pression adimensionné défini selon Eq. (9)

$$\Pi_{pg} = \frac{\nabla p \rho D_h^3}{\mu^2} = c_0 + c_1 Re_D \quad (9)$$

La comparaison de la variation du paramètre  $\Pi_{pg}$  avec  $Re_D$  pour les copeaux initiaux et les copeaux pyrolysés à 300°C (volume 500×500×500 voxels) est présentée sur la figure 2. On remarque que dans les deux cas, copeaux initiaux et copeaux pyrolysés, à faible vitesse ( $Re_D < 0,1$ ),  $\Pi_{pg}$  est linéaire : les effets d'inertie sont négligeables comparés aux effets visqueux. Quand la vitesse augmente au-delà d'une certaine valeur, correspondant à un nombre de Reynolds,  $Re_D > 10$ ,  $\Pi_{pg}$  augmente linéairement. Le tableau 3 résume les coefficients obtenus. On remarque que la perméabilité diminue au cours de la pyrolyse alors qu'à l'inverse le coefficient de Forchheimer augmente. Ceci est cohérent avec les résultats obtenus précédemment, qui montraient la diminution de la surface spécifique et de la tortuosité ainsi que le phénomène de shrinkage lors de la pyrolyse. En effet, la diminution du volume des pores par shrinkage entraîne l'augmentation du gradient de pression dans le lit fixe et, donc, une résistance inertielle plus importante [3].



Nous avons également étudié l'échange thermique entre un fluide traversant le lit de copeaux et les copeaux. Pour cela nous avons analysé l'évolution du nombre de Nusselt (Eq.10) en fonction de la vitesse du fluide :

$$Nu = \frac{q_p D_h}{\Delta T_{lm} k_f} \quad (10)$$

avec  $D_h$  le diamètre hydraulique,  $k_f$  la conductivité du fluide (supposée de l'air dans notre cas),  $q_p$  le flux surfacique échangé entre les copeaux et le fluide, et  $\Delta T_{lm}$  l'écart de température logarithmique. La figure 3 montre l'évolution du nombre de Nusselt entre copeaux initiaux et pyrolysés à 300°C. Les changements microstructuraux et morphologiques (diamètre hydraulique, porosité, tortuosité, surface spécifique) au cours de la pyrolyse jusqu'à 300°C ne sont pas suffisamment importants pour entraîner des modifications majeures du nombre de Nusselt donc de l'échange thermique entre les copeaux et le fluide en écoulement. On remarque, en effet, que les valeurs de Nusselt restent similaires après pyrolyse à 300°C sauf à très haut Reynolds ( $Re_D > 100$ ) où le Nusselt à 300°C est légèrement inférieur ce qui peut s'expliquer par la diminution de la taille des pores.

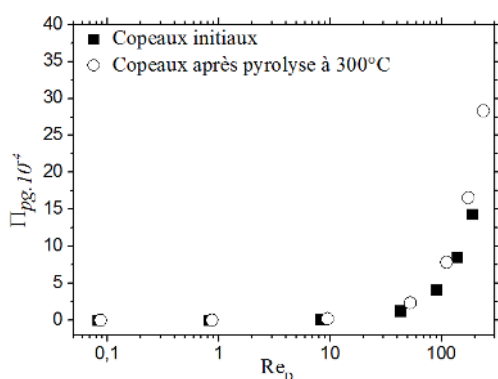


Figure 2 : Variation du paramètre adimensionné  $\Pi_{pg}$  en fonction de  $Re_D$

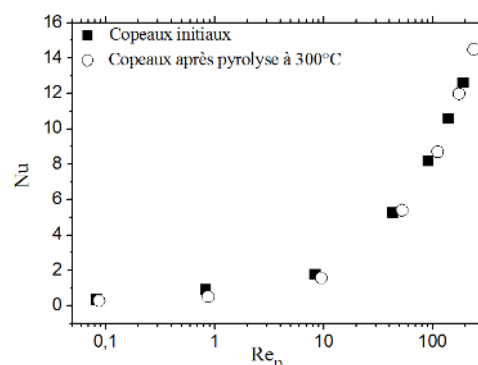


Figure 3 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, (volume 500×500×500 voxels)

	$K$ $m^2$	$F_{DF}$ $m^{-1}$
Copeaux initiaux	$1,06 \cdot 10^{-8}$	$6,62 \cdot 10^{-9}$
Copeaux après pyrolyse à 300°C	2150	2780

Tableau 3 : Perméabilité et coefficient de Forchheimer pour le volume 500×500×500 voxels

### 2.3.3. Etude des conductivités thermiques effectives

La pyrolyse étant un phénomène transitoire, nous avons choisi l'hypothèse de non équilibre thermique selon laquelle la température n'a pas le temps de se stabiliser entre les deux phases (solide et fluide). Pour résoudre ce modèle, il faut donc calculer deux conductivités effectives, chacune étant propre à chaque phase. Pour cela, la simulation d'une expérience de type plan chaud a été faite afin d'analyser indépendamment la conductivité thermique du fluide stagnant dans un milieu poreux et celle du lit de copeaux seul (vidé de tout fluide). La figure 4 reporte l'évolution des conductivités thermiques du fluide stagnant,  $k_{eff,f}$ , et du lit des copeaux,  $k_{eff,s}$ , en fonction de la température. La conductivité thermique de l'air confiné dans le lit de copeaux augmente avec la température de la même manière que

celle de l'air. La conductivité thermique du lit de copeaux quant à elle décroît avec la température, de la même manière que la conductivité thermique du bois qui le compose (figure 5 ci-dessous). Notons que la conductivité thermique du fluide est au moins deux fois supérieure à celle du lit de copeaux. Les raisons qui expliquent cette différence sont la porosité élevée du matériau (~ 80%), le caractère plus tortueux des copeaux, et surtout la faible connectivité des copeaux entre eux. Cela tend à suggérer que le transfert de chaleur par conduction se fait principalement *via* le fluide que *via* les copeaux. Notons également que si on fait l'hypothèse d'équilibre thermique entre les copeaux et le fluide [10], la conductivité thermique effective obtenue est beaucoup plus élevée que les conductivités thermiques des copeaux et du fluide seuls. Ceci tend à montrer la nécessité de déterminer les conductivités thermiques respectives de chaque phase en situation de non-équilibre thermique entre les substances.

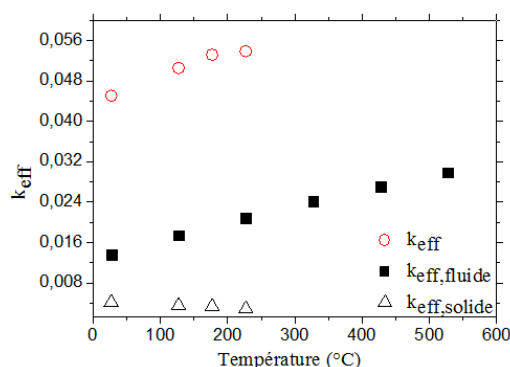


Figure 4 : Conductivités thermiques effectives calculées en fonction de la température pour le VER.

#### 2.3.4. Détermination expérimentale de la conductivité thermique du chêne :

Afin d'avoir un ordre d'idée des valeurs de la conductivité effective des copeaux, une mesure de la conductivité du bois a été réalisée. Quatre échantillons de 60 mm de diamètre et d'épaisseurs différentes ont été découpés dans un rondin de chêne. Il est important de mentionner que ces échantillons proviennent du même tronc de chêne qui a servi pour les copeaux. Les épaisseurs des échantillons varient de 2,5 à 10 mm. Deux températures, 20°C et 30°C, ont été imposées sur chaque face et le flux thermique traversant chaque échantillon est relevé à l'aide d'un fluxmètre surfacique. On peut alors calculer la résistance thermique,  $R_{th}$ , pour chaque épaisseur à partir de l'Eq. (11) :

$$R_{th} = \frac{e_p}{k_{bois}} + R_c = \frac{\Delta T}{q} \quad (11)$$

où  $R_c$  est la résistance thermique de contact entre les fluxmètres et les deux faces de l'échantillon et  $q$  le flux thermique relevé par le fluxmètre. Des mesures ont été effectuées pour chaque échantillon après séchage de 24h à 100, 150 et 200°C. La caractérisation au-delà de 200°C n'a pas pu être faite car au-delà de 200°C, les échantillons de bois s'effritent et se désolidarisent et n'ont plus la forme lisse et plate requise pour les mesures). En traçant les résultats de résistances thermiques en fonction des épaisseurs on obtient la figure 5. La conductivité thermique est alors déterminée *via* la pente de chaque courbe selon l'Eq. (12).

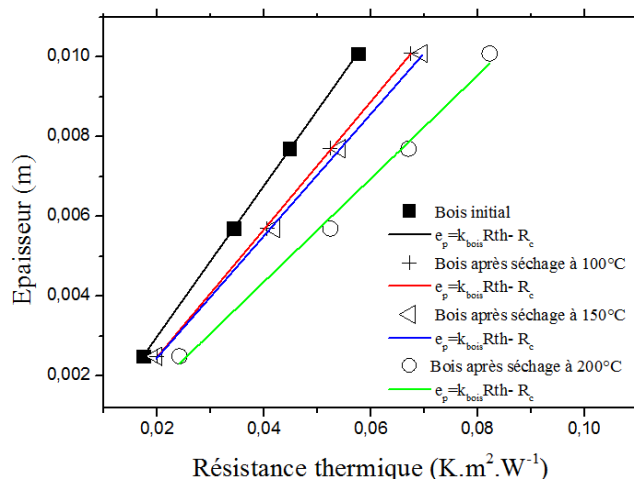


Figure 5 : Courbes de l'épaisseur des échantillons en fonction de la résistance thermique

On constate sur la figure 5 que la conductivité thermique des bois séchés (la pente de la droite) est inférieure à celle du bois initial et ce d'autant plus que la température de séchage est importante. La conductivité thermique varie de 0,13 à 0,19  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . Cette différence de conductivité thermique à différents états de séchage peut s'expliquer par la contribution de l'eau : plus la teneur en eau du bois est élevée, plus sa conductivité thermique augmente. En effet, la conductivité thermique de l'eau liquide ( $0,6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) est plus importante que celle du bois sec [11].

### 2.3.5. Etude des propriétés radiatives

Les propriétés radiatives du lit de copeaux telles que le coefficient d'extinction, l'albedo de diffusion ainsi que la fonction de phase ont été obtenus à partir de la méthode de Monte Carlo. Pour alimenter cette méthode, des propriétés de transport du bois tels que le coefficient de transport et l'albedo de diffusion de transport ont été utilisés. Ces propriétés ont été déterminées par méthode inverse d'identification de paramètres à partir de mesures hémisphériques de transmittance et de réflectance faites sur les copeaux de chêne. Les figures 6 et 7 montrent les résultats obtenus. On remarque que l'albedo tend vers 1 pour des longueurs d'ondes comprises entre 0,8 et 1,3  $\mu\text{m}$ , la diffusion provenant alors de la surface des copeaux mais aussi des fibres qui les composent. Globalement le coefficient d'extinction et l'albedo varient significativement pour des longueurs d'onde comprises entre 0,5 et 2,4  $\mu\text{m}$ , domaine spectral de semi transparence du bois ( $\lambda < 6 \mu\text{m}$ ). La figure 7 montre que le lit de copeaux diffuse fortement le rayonnement autour de la direction d'incidence ( $\cos \theta = 1$ ) alors que pour des directions assez éloignées de la direction d'incidence, la fonction de phase est plus ou moins constante indiquant que la diffusion est globalement isotrope.

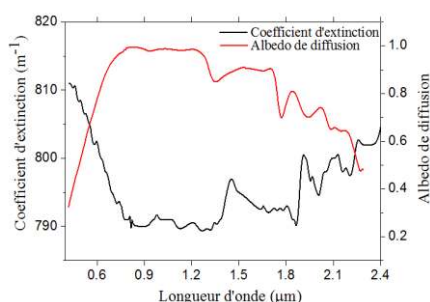


Figure 6 : Coefficients d'extinction et albedo de diffusion

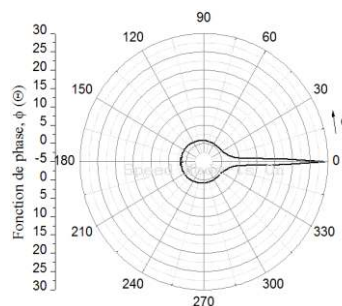


Figure 7 : Fonction de phase pour une longueur d'onde comprise entre 0 et 2,5  $\mu\text{m}$

### 3. Conclusion

Des études des propriétés morphologiques et des propriétés effectives de transport (de chaleur et de masse) ont été réalisées afin de déterminer les caractéristiques du lit de copeaux utilisé lors de la pyrolyse à basse température (inférieure à 300°C). Dans la mesure du possible, nous avons essayé d'obtenir la majorité des propriétés décrites expérimentalement afin d'avoir des résultats fiables et propres aux copeaux de bois utilisés. Quand les caractérisations expérimentales n'étaient pas possibles, nous avons procédé à des études numériques en essayant de choisir les méthodes et hypothèses les plus représentatives de nos échantillons. D'autres travaux sont actuellement en cours pour déterminer avec plus de précisions ces données comme par exemple la réalisation d'un banc d'essais pour mesurer le gradient de pression et le coefficient d'échange lors du passage du fluide au sein de lit de copeaux.

### Références

- [1] C. Di Blasi, « Modeling wood gasification in a countercurrent fixed-bed reactor », *AIChE J.*, vol. 50, n° 9, p. 2306- 2319, sept. 2004.
- [2] J. Vicente, *Imorph Documentation A 3D Image Analyze Software for Cellular Material Characterization*. 2014.
- [3] S. Haussener, « Tomography-based determination of effective heat and mass transport properties of complex multi-phase media », Diss., Eidgenössische Technische Hochschule ETH Zürich, Nr. 19365, 2010, 2010.
- [4] C. Lorreyte, « Etudes numérique et expérimentale de la synthèse de biogaz : vers la transformation thermo-chimique solaire de copeaux de bois », *Energétique et Génie des Procédés*, Champagne-Ardenne, Reims, 2017.
- [5] C. Lorreyte, J. Randrianalisoa, J. F. Henry, D. Caron, et H. Pron, « Etude expérimentale de la pyrolyse de copeaux de bois », présenté à Société Française de Thermique, Marseille, 2017.
- [6] K. . Davidsson et J. B. . Pettersson, « Birch wood particle shrinkage during rapid pyrolysis », *Fuel*, vol. 81, n° 3, p. 263- 270, févr. 2002.
- [7] K. Vafai, *Handbook of porous media*. Crc Press, 2005.
- [8] P. Forchheimer, « Water movement through the ground », in *Water movement through the ground*, *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure.*, vol. 45, 1901, p. 1782- 1788.
- [9] L. Pisani, « Simple Expression for the Tortuosity of Porous Media », *Transp. Porous Media*, vol. 88, n° 2, p. 193- 203, juin 2011.
- [10] J. Randrianalisoa, D. Baillis, C. L. Martin, et R. Dendievel, « Microstructure effects on thermal conductivity of open-cell foams generated from the Laguerre–Voronoi tessellation method », *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 98, p. 277- 286, déc. 2015.
- [11] E. Troppová, M. Švehlík, J. Tippner, et R. Wimmer, « Influence of temperature and moisture content on the thermal conductivity of wood-based fibreboards », *Mater. Struct.*, vol. 48, n° 12, p. 4077- 4083, déc. 2015.

### Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au laboratoire Mateis et plus précisément Messieurs Eric Maire et Jérôme Adrien pour la réalisation des images tomographiques des copeaux de bois ainsi que Fabrice Rigollet, Frédéric Topin et Nathalie Ehret de l'IUSTI pour leur aide sur la détermination des propriétés radiatives.

# Etude d'un cycle combiné ORC-Rankine.

Michaël MARION<sup>1\*</sup>, Hasna LOUAHLIA<sup>1</sup>

Normandie Univ, UNICAEN, Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg  
120, rue de l'exode, -50000 Saint-Lô

\*(auteur correspondant : michael.marion@unicaen.fr)

**Résumé** - Cette étude présente un système dans lequel un cycle moteur ORC permet d'actionner une thermo frigo pompe exploitant un cycle de Rankine. Le système a été modélisé par une approche thermodynamique prenant en compte les rendements, les pertes de charge et la compacité du système. Une liste de douze fluides a été testée. La température de la source thermique se situe vers 60-70 °C. Compte tenu de l'efficacité énergétique, des contraintes techniques et environnementales et de la compacité du système, nos résultats montrent clairement que le R1270 est le fluide le plus prometteur.

## Nomenclature

$d_i$	diamètre (m)	$\Lambda_{ij}$	coefficient de frottement
$\dot{m}_i$	débit (kg/s)	$Re_{ij}$	nombre de Reynolds $(Re_i + Re_j)/2$
$\rho_i$	masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	$L_{ij}$	Longueur (m)
$V_i$	vitesse (m/s)		
$\Delta P_{ij}$	perte de charge (Pa)		

## 1. Introduction

Pour limiter la consommation d'électricité, les pompes à chaleur et les systèmes de refroidissement alimentés uniquement par une source de chaleur fatale apparaissent comme des solutions alternatives aux systèmes conventionnels à compression mécanique. Des systèmes exploitant une source thermique existent déjà mais ils ne sont pas adaptés aux températures telles que celle produite par une PEMFC (proton exchange membrane fuel cells) domestique. Les machines à absorption sont disponibles pour de très petite (10-100 W) ou forte (>10 kW) puissance et ne fonctionnent qu'à l'aide de sources à plus de 80-100°C. De même, les cycles à éjection ne sont disponibles que pour les systèmes de forte puissance car la conception de l'éjecteur, pour une échelle d'application domestique typique, est un défi non résolu. Des auteurs ont déjà proposé de combiner une turbine avec un compresseur [1, 2, 3-5]. Généralement, le détendeur est remplacé par une turbine afin de récupérer l'énergie de détente du liquide. Cette solution réduit les pertes irréversibles de détente et produit une pré compression de la vapeur avant d'entrer dans le compresseur. Wang et al. [3] ont combiné un cycle de Rankine avec un éjecteur. La vapeur extraite lors de la détente dans la turbine est utilisée comme fluide moteur pour alimenter un éjecteur. L'efficacité du système dépend fortement des températures de fonctionnement des composants et du taux d'extraction. Dai et al. [4] ont introduit une turbine entre le générateur et l'éjecteur et ont étudié l'effet de cette amélioration sur les performances du système et les pertes d'exergie. De même, Habibzadeh et al. [5] ont combiné un cycle de Rankine organique (ORC) et un cycle de réfrigération à éjecteur et présentent une étude thermodynamique du système thermique. La puissance mécanique est transformée en électricité et la configuration optimale donnant la plus faible conductance thermique et destruction exergétique est obtenue avec le R601a. Les cycles ORC sont aussi largement étudiés [6-10]. Ces études concernent la sélection des fluides, les technologies, les performances économiques et énergétiques. Parmi les articles publiés concernant la nature des fluides, Wang et al. [6] ont utilisé le R245fa dans un ORC

fonctionnant à l'énergie solaire. Marion et al. [7] ont testé les performances d'un système ORC sous-critique dans une unité à petite échelle et comparé les performances du R134a, R227ea et R365mfc. Une étude théorique des systèmes ORC solaires est proposée par Delgado-Torres [8] et al. Les auteurs ont comparé les performances prévues pour douze fluides, y compris les hydrocarbures, les hydrofluorocarbones et l'ammoniac. Selon Bara et Kim [9], le R134a et le R245fa sont des fluides appropriés pour les applications ORC. La très grande majorité des fluides HFC dont le potentiel de réchauffement global (PRG) est très souvent plusieurs centaines à plusieurs milliers de fois supérieur à celui du CO<sub>2</sub> sont largement utilisés dans les systèmes de refroidissement conventionnels. Ainsi, l'Union européenne a adopté la nouvelle réglementation UE 517/2014 engageant les pays membres à réduire fortement d'ici 2030 l'utilisation de fluides à fort PRG. Récemment, près de 200 pays se sont engagés à arrêter l'utilisation du gaz HFC d'ici 2050 (Accord de Paris, novembre 2016). L'étude présentée ici évalue si cette directive supprime ou non les fluides appropriés pour ce système. Compte tenu du fait que les turbines à petite échelle pour les fluides organiques ne sont pas disponibles, Quolin et al. [10] ont montré qu'un compresseur scroll peut être utilisé comme turbine pour les systèmes ORC. Les cycles moteurs utilisant des composés organiques (ORC) sont aujourd'hui une technologie acceptée pour convertir une source d'énergie thermique de basse qualité en travail mécanique [6,7]. On peut noter que peu d'études traitent du couplage mécanique direct à petite échelle d'un cycle ORC avec des cycles de réfrigération ou de pompage de chaleur de Rankine.

## 2. Présentation et modélisation du système

La figure 1a présente une description du système proposé.

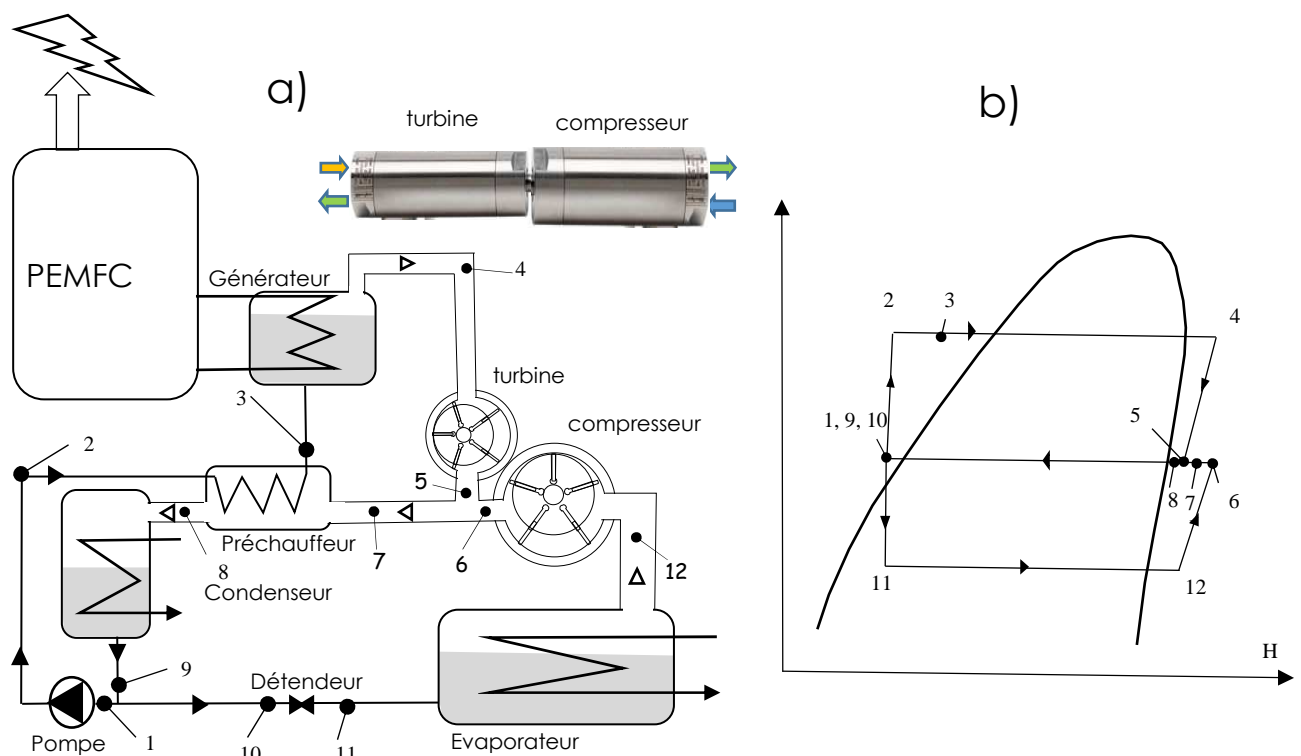


Figure 1 : Système ORC-Rankine proposé et diagramme P-H correspondant

La vapeur primaire motrice (4) produite dans le générateur est convertie en travail mécanique lors de la détente (5) dans une turbine à palettes. Le travail mécanique récupéré entraîne directement un compresseur à palettes qui extrait le flux de vapeur secondaire

provenant de l'évaporateur (12). Les deux flux se mélangent (7) et s'écoulent à travers le préchauffeur (8) puis à travers le condenseur où se produit un changement de phase, produisant l'effet de chauffage utile. Le liquide sortant du condenseur (9) est divisé en deux flux. Le premier est dirigé vers une pompe (1), vers le préchauffeur (2) et retourne vers le générateur de vapeur (3) pour compléter le cycle de Rankine. Le second flux (10) passe à travers le détendeur (11) et retourne à l'évaporateur pour produire l'effet utile de refroidissement ou de pompage thermique. Le cycle thermodynamique correspondant est représenté sur la figure 1b.

Le système est modélisé par une approche thermodynamique basée sur le modèle d'écoulement unidimensionnel en régime permanent. Les propriétés du fluide sont établies en chaque point à l'aide des bilans d'enthalpies et massiques et du logiciel NIST REFPROP [11]. L'efficacité hydraulique de la pompe, les pertes de charge dans chaque composant et les transformations non isentropiques dans la turbine et le compresseur sont prises en compte.

Les diamètres hydrauliques sont calculés à chaque point  $i$ :

$$d_i = \sqrt{\frac{4\dot{m}_i}{\pi\rho_i V_i}} \quad (1)$$

Avec  $V_i = 5 \text{ ms}^{-1}$  si le fluide de travail est un gaz et  $V_i = 1 \text{ ms}^{-1}$  s'il s'agit d'un liquide.

Les pertes de pression entre deux points consécutifs  $i$  et  $j$  sont calculées à partir de l'équation de Darcy-Weisbach (2).

$$\Delta P_{ij} = \Lambda_{ij} \frac{L_{ij}}{d_i} \frac{\rho_i V_i^2}{2} = \Lambda_{ij} \frac{8L_{ij}}{\pi^2 d_i^5 \rho_i} \dot{m}_i^2 \quad (2)$$

Avec  $L_{2-3}=L_{7-8}=L_{9-1}=L_{9-10}= 0,5 \text{ m}$  ;  $L_{3-4}=L_{8-9}=L_{11-12}=5 \text{ m}$  ;  $\Lambda_{ij} = 64 \text{Re}_{ij}^{-1}$  si  $\text{Re} < 4000$ . La corrélation de Blasius est utilisée pour les nombres de Reynolds allant de 4 000 à 100 000:

$$\Lambda_{ij} = 0.3164 \text{Re}_{ij}^{-0.25} \quad (3)$$

Pour tous les essais, la température sélectionnée de la source chaude est de  $65 \text{ }^\circ\text{C}$  et la puissance thermique du générateur correspondante est fixée à  $2 \text{ kW}$ . Lors de l'exécution du modèle, les paramètres sélectionnés sont la température d'entrée de la source froide de l'évaporateur, la température d'entrée de la source du condenseur et la nature du fluide de travail. Les débits de fluide primaire et secondaire sont calculés de manière itérative. Les propriétés physiques des fluides et tous les diamètres des sections sont recalculés à chaque itération. La boucle de calcul est démarrée en utilisant un débit primaire et un débit secondaire initial arbitraire et en calculant les propriétés initiales du fluide pour chaque point. Le débit primaire est corrigé jusqu'à ce que la puissance thermique du générateur atteigne  $2 \text{ kW}$ . Ensuite, le débit secondaire est corrigé afin que la puissance mécanique du compresseur soit égale à celle de la turbine, déduite des pertes mécaniques par frottement. Les deux dernières étapes sont répétées jusqu'à ce que toutes les valeurs deviennent constantes, en utilisant un critère de convergence égal à  $10^{-8}$ .

Le modèle prédit:

- A. Les propriétés thermodynamiques et physiques du fluide à chaque point du système.
- B. Les débits de fluide primaire et secondaire et donc le taux d'entraînement.
- C. Le diamètre requis à chaque point du système.

D. Les puissances thermiques de l'évaporateur, du condenseur et du préchauffeur.

E. Les puissances mécaniques de pompe, de turbine et de compresseur et les pertes par frottement mécanique.

Les fluides utilisés pour les simulations ont été choisis parmi les hydrocarbures (HC), les hydrofluorocarbones (HFC), les hydrofluorooléfines (HFO), l'alcool et l'eau. Les fluides retenus ont déjà été utilisés dans des cycles à éjection ou des systèmes ORC. Les autres critères de sélection tiennent compte des performances du cycle, de l'impact sur l'environnement et de la sécurité. Les propriétés physiques telles que la densité, la chaleur latente de vaporisation et les pressions de fonctionnement sont également considérées car elles ont un impact considérable sur le dimensionnement des composants (diamètres hydrauliques, dimensions des échangeurs-compresseur-turbine) et leurs coûts correspondants. Le tableau 1 donne les principales propriétés des 12 fluides sélectionnés. On peut noter que plusieurs fluides de type humide ou sec ont été sélectionnés. En raison du faible rendement de détente isentropique et de la surchauffe au générateur utilisés ici, aucune simulation ne prédit un mélange à deux phases à la sortie de la turbine.

	ODP	GWP <sub>100y</sub>	Class.	type	NBP (°C)		ODP	GWP <sub>100y</sub>	Class.	type	NBP (°C)
R134a	0	1300	A1	wet	-26.1	R365mfc	0	804	A2	dry	40.2
R601a	0	5	A3	dry	27.4	R227ea	0	3350	A1	dry	-16.6
R1270	0	3	A3	wet	-47.9	methanol	0	3	A3	wet	64.7
R290	0	20	A3	wet	-42.1	R245fa	0	858	B1	dry	15.1
R600	0	20	A3	dry	-0.5	R1234yf	0	4	A2	dry	-29.8
R718	0	0	A1	wet	100.0	R125	0	3170	A1	wet	-48.3

Tableau 1 : Propriétés des fluides sélectionnés

Les évaporateurs, le condenseur, le détendeur et la pompe ont des caractéristiques connues car ces composants sont largement utilisés dans les systèmes de réfrigération et de pompe à chaleur. Cependant, l'efficacité isentropique de la turbine n'est pas disponible. Nous l'avons mesurée expérimentalement au moyen d'un ensemble comprenant une unité d'injection de gaz reliée à une microturbine à palette. L'unité d'injection de gaz comprend un compresseur, un réchauffeur, un régulateur de pression, un débitmètre, deux manomètres et deux thermomètres. Les caractéristiques des composants principaux sont présentées dans le tableau 2 et la figure 2 montre une photographie du montage expérimental. La turbine utilisée est une turbine pneumatique en inox à palettes non lubrifiées en téflon. L'étanchéité au niveau de l'axe de rotation a été renforcée pour permettre son fonctionnement avec des fluides organiques, mais au détriment de sa performance.

Matériel	Modèle
Thermomètres	Thermocouples K ; $\pm 0.2$ °C
Manomètres	ESI PR 3100; $0-5 \pm 0.1$ bars; $0-15 \pm 0.2$ bars.
Débitmètre	Brooks 5860E ; $\pm 0,1$ g/s
Frein	Merobel, powder, FRAT1, $\pm 5$ %
Turbine	Atlas-Copco LZB14RL, modifiée

Tableau 2 : Matériel utilisé

	Val.		Val.
PEMFC (P. Therm.)	2 kW	Pinc.	5 °C
Cond. T°	30 °C	$\eta_{\text{mechanical}}$	0.95
Evap. T°	0,5 °C	$\eta_{\text{expender}}$	0.5
Boil. T°	60 °C	$\eta_{\text{compressor}}$	0.85
Cond. Sous-refr.	4 °C	$\eta_{\text{pump}}$	0.85
Evap. Surch.	4 °C	$\eta_{\text{preheater}}$	0.85
Géné. Surch.	4 °C	Fluide	R1270

Tableau 3 : Valeurs physiques utilisées dans le cas nominal



La chute d'enthalpie théorique (isentropique) et la valeur expérimentale pour 500 points de mesure sont rapportées sur la figure 2. Dans ce graphique, la pente de la droite de régression correspond à l'efficacité isentropique. La valeur correspondante obtenue est de 0.505. Pour les simulations, l'efficacité isentropique retenue est de 50%.

L'étude paramétrique suivante considère un cas nominal et les paramètres correspondants sont résumés dans le tableau 3. En sortie du condenseur, un sous-refroidissement de 4 °C est considéré. Au niveau de l'évaporateur et du générateur, la surchauffe est de 4 °C. Dans le générateur, le condenseur et l'évaporateur, une différence de température (pincement) de 5 °C est imposée entre la température d'entrée de la source et la température de changement de phase. L'efficacité du préchauffeur est fixée à 85%. Enfin, 5% de pertes mécaniques sont considérées entre la turbine et le compresseur.

### 3. Résultats et discussion

Afin de prédire les performances du système pour différentes applications domestiques et conditions de travail, la température d'évaporation choisie varie de -9,5 °C à + 10,5 °C. La figure 3a montre la puissance de chauffage (ou puissance du condenseur) en fonction de cette température. Suivant le fluide, on observe que la puissance de chauffage varie d'environ 2,4 kW à environ 2,8-3 kW sur la plage de température testée.

Quelle que soit la température de vaporisation, le meilleur COP (Coefficient de Performance = P condenseur / P générateur) est obtenu avec les fluides R601a, R600 et R245fa. Le R125 offre le pire COP. Le choix du fluide ne permet ici qu'une légère amélioration du COP. Il est préférable d'augmenter la température d'évaporation en améliorant la conception de l'évaporateur plutôt que de choisir un autre fluide. Les bonnes performances lors de l'utilisation d'hydrocarbures dans les cycles de refroidissement-ORC obtenus ici sont similaires à celles déjà obtenues par Tchanche et al. pour des ORC [12] ou Habibzadeh et al. [5] avec des cycles à éjecteurs.

La faible valeur de rendement fixée pour la turbine rend le taux d'entraînement particulièrement bas. On peut également souligner que la classification des fluides en fonction de leur COP ne correspond pas à la classification des fluides en fonction de leur taux d'entraînement  $\dot{m}_{10} / \dot{m}_1$ . Ce résultat peut s'expliquer car le fluide est soit plus adapté au cycle ORC, soit plus adapté au cycle de Rankine, mais pas pour les deux applications simultanément. Ainsi, les fluides donnant une bonne efficacité mécanique entraînent un faible effet de refroidissement ou de chauffage et, inversement, les fluides donnant une mauvaise efficacité mécanique donnent un bon effet de réfrigération / chauffage.

On suppose ici que le volume du système peut être évalué comme la somme des volumes internes équivalents de chaque section. Les volumes sont assimilés à des cylindres de longueur  $L_{ij}$  et de diamètre équivalent au diamètre hydraulique moyen entre les sections  $i$  et  $j$ . Le volume adimensionnel du système correspond au rapport entre le volume interne du système et le volume interne du système calculé dans le cas nominal.

La figure 3b montre ce rapport pour les douze fluides choisis. Ce paramètre indique clairement que le système le plus compact est obtenu avec R1270, R1234yf, R134a, R125 et R290. Les fluides tels que R601a, R365mfc, le méthanol et l'eau nécessitent des systèmes beaucoup plus grands. Dans le cas de l'eau, la faible densité de la vapeur nécessite de très grands diamètres et donc un système volumineux. Quel que soit le fluide, le volume du système ne dépend que faiblement de la température d'évaporation.

La puissance de chauffage disponible au condenseur est représentée sur la figure 3c en fonction de la température de condensation, en fixant les autres paramètres nominaux. Ici, la température d'entrée de la source du condenseur varie de 15 à 35 °C.. Les performances thermiques du système correspondantes sont quasiment similaires pour tous les fluides et on n'observe qu'une déviation de 15% entre le meilleur fluide (R601a) et le pire (R125). D'autre part, il apparaît que l'augmentation de la température de condensation diminue fortement la puissance de chauffage et le COP.

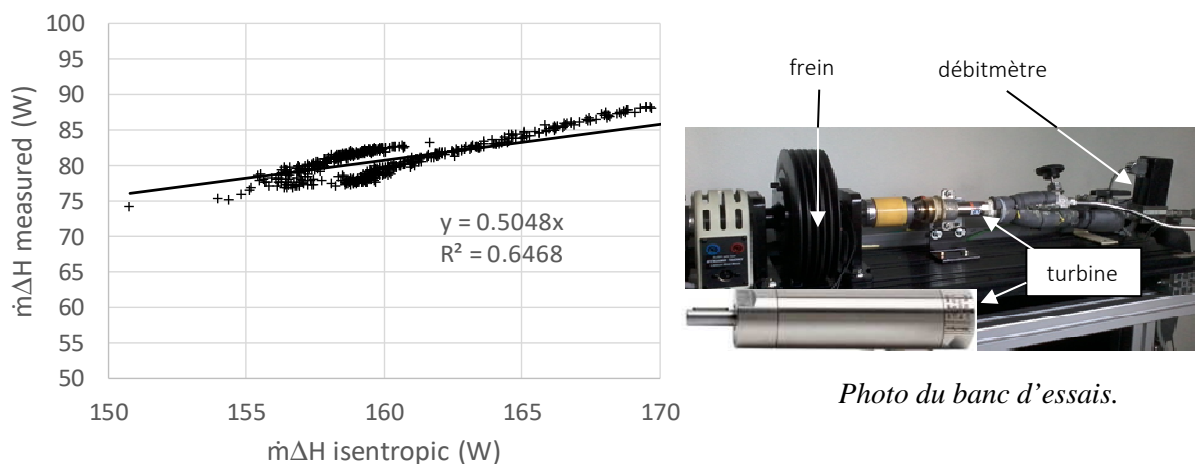


Figure 2 : Chute enthalpique mesurée en fonction de la chute enthalpique isentropique

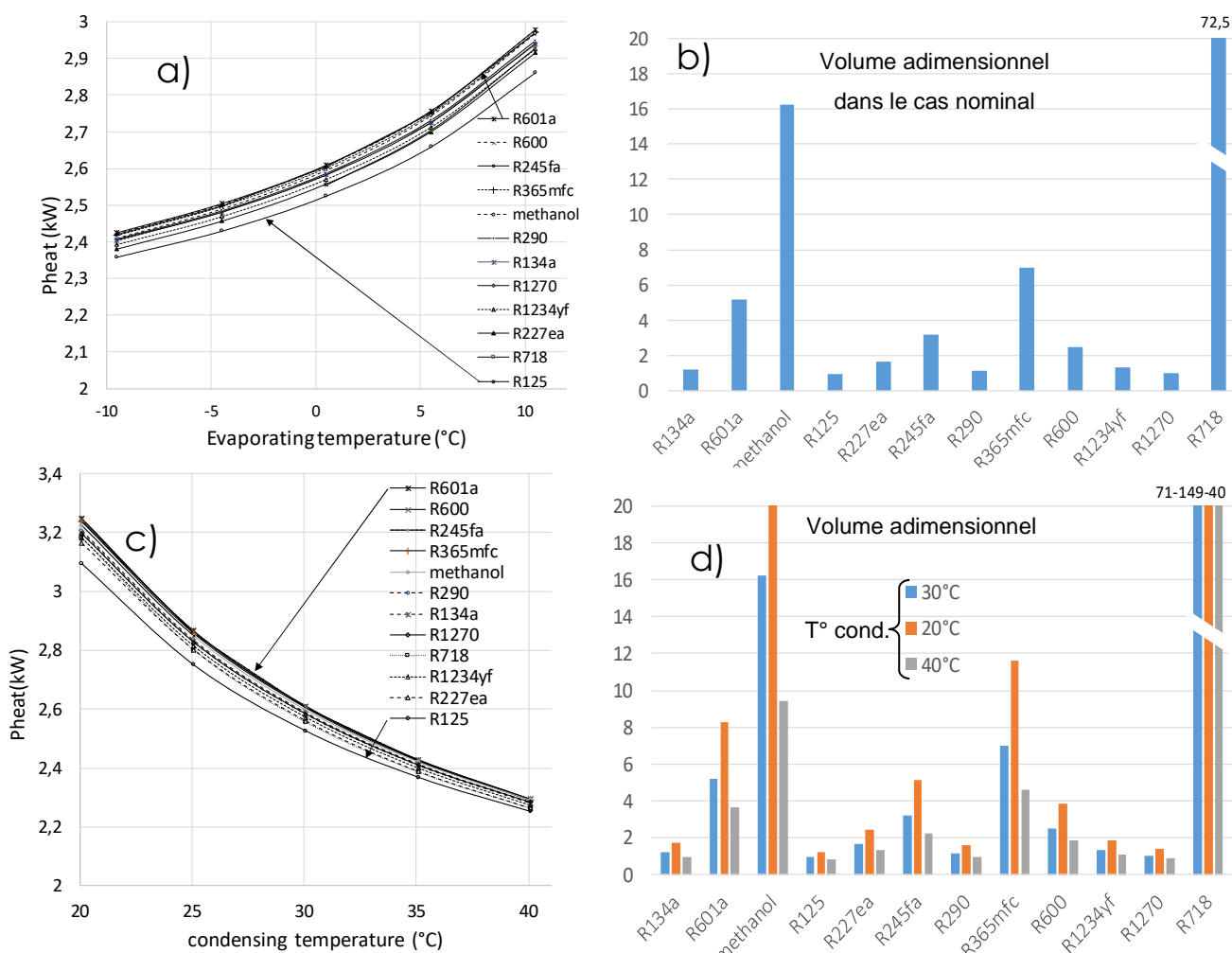


Figure 3 : résultats des simulations.

Améliorer la conception du condenseur pour réduire le pincement est donc beaucoup plus payant que de choisir un autre fluide. Le COP est réduit de 12% lorsque la température de condensation augmente de 30 à 40 °C. Inversement, le COP est augmenté (+23%) lorsque la température de condensation chute à 20 °C.

Le volume adimensionnel est calculé à 20, 30 et 40 °C pour tous les fluides et les résultats sont représentés sur la figure 3d. Les fluides permettant d'obtenir une unité plus compacte sont de nouveau le R1270, R290, R125 et R134a. Les fluides tels que l'eau, le méthanol ou le R601a nécessitent des unités volumineuses. On peut également noter que la plage de taille prédite est très large lorsque la température de condensation est basse alors qu'elle est plus faible lorsque la température de condensation est élevée.

La combinaison mécanique du compresseur et de la turbine peut être réalisée directement et très simplement avec un agencement à faible frottement sans système dynamique d'étanchéité. De plus, les compresseurs et turbines à palettes sont des technologies matures et largement disponibles, même pour les petites unités. Le coût de base actuel des composants du système tel que celui-ci est proche de 3500 €, dont la majeure partie est attribuée à la microturbine et au microcompresseur. Il n'est donc pas encore économiquement compétitif. Des expériences supplémentaires sont nécessaires pour évaluer la durée de vie de la turbine. Cependant, le développement et la commercialisation d'un grand nombre d'unités devraient faire baisser les prix de cet ensemble, d'autant plus que le développement de micro-turbines adaptées aux fluides organiques peut également être appliqué aux cycles ORC à petite échelle. De plus, ce système offre la possibilité d'une production de chaleur typiquement de l'ordre de 3 kW à 30 °C et une production frigorifique d'environ 1 kW à 5°C à partir d'une source chaude de 2 kW à 65 °C, ce qu'aucune autre machine actuelle ne permet. Finalement, les résultats obtenus avec le R1270 et le R290 montrent que les taux de compression et de détente requis sont petits et faiblement dépendants des températures d'évaporation et de condensation. Ces deux fluides seront donc moins sensibles au risque de sur/sous compression-détente lorsque le système fonctionnera hors du cas nominal.

#### 4. Conclusion

Cette étude présente un système de production de chaleur à partir de chaleur fatale disponible à une température compatible avec celle produite par le système de refroidissement d'une PEMFC domestique. Le cycle étudié ici est similaire au cycle à éjection mais pour lequel l'éjecteur est remplacé par un compresseur et une turbine à palettes. Le système a été modélisé par une approche thermodynamique prenant en compte les rendements non isentropiques du compresseur et de la turbine, le rendement hydraulique de la pompe et les pertes de charge dans les différents composants. Parmi les critères étudiés, cette étude introduit la compacité du système. Ce critère est basé sur le calcul simplifié des volumes internes des composants en fonction de leurs diamètres hydrauliques requis et de leurs longueurs fixes. Une liste de douze fluides a été testée. Compte tenu de l'efficacité énergétique, des contraintes techniques et environnementales et de la compacité du système, nos résultats montrent clairement que le R1270 est le fluide le plus prometteur. Ce fluide permet d'obtenir de bonnes performances avec la meilleure compacité. Les taux de détente et de compression sont peu sensibles aux fluctuations de température du condenseur et de l'évaporateur, ce qui permet une conception plus simple et plus tolérante du compresseur et de la turbine et réduit le risque de perte de performance lorsque le système fonctionne hors des conditions nominales. Ce fluide a un faible GWP, ce qui permet de l'utiliser conformément aux réglementations environnementales actuelles et futures. De plus, ce fluide permet au système de fonctionner à des pressions acceptables. Le seul inconvénient est que ce produit

est hautement inflammable. Cependant, il convient de noter que ce fluide est actuellement largement utilisé dans l'industrie et que les technologies utilisées pour maîtriser ce risque sont matures. Cette étude souligne également que la capacité de chauffage diminue rapidement lorsque la température de condensation augmente. Ce résultat recommande que le condenseur soit connecté à un système de chauffage par le sol. En ce qui concerne le cas nominal, les résultats montrent que le système peut produire une puissance de chauffage typique de 2,60 kW à 30 ° C avec une source thermique de 2 kW à 65 ° C et produit du froid (0,6 kW) à 5,5 ° C. Cette étude met également en évidence la nécessité de développer des microturbines adaptées aux fluides organiques. Ce développement serait, d'une part, très utile pour le développement des cycles ORC à petite échelle. D'autre part, en couplant directement ces microturbines à des microcompresseurs volumétriques, la production de froid domestique et de chaleur issue de la chaleur fatale pourrait facilement se développer. En été, ce système peut également être utilisé directement pour le confort de la maison et, par exemple, le chauffage d'une piscine. En hiver, il peut être exploité comme pompe à chaleur. Il peut également être appliqué à la pile PEMF elle-même. En effet, des études montrent que les membranes de PEMFC doivent être suffisamment humidifiées pour éviter leur dessèchement et la détérioration irréversible de la cellule. L'humidification de l'air de combustion et/ou du combustible nécessite donc une injection d'eau. L'ajout d'un condenseur d'eau refroidi par la production de froid d'un système tel que celui présenté ici permet d'obtenir de l'eau distillée pure recyclable dans l'air de combustion ou dans le combustible.

## Références

- [1] Besagni G., Mereu R., Inzoli F., Ejector refrigeration: A comprehensive review. *Renewable and sustainable energy reviews* 2016; 53:373-407.
- [2] Chen J., Jarall S., Havtun H., Palm B., A review on versatile ejector applications in refrigeration systems. *Renewable and Sustainable Energy Review*. 2015; 49: 67-90.
- [3] Wang J., Dai Y., Sun Z. A theoretical study on a novel combined power and ejector refrigeration cycle. *Int. J. Ref.* 2009; 32: 1186-1194.
- [4] Dai Y., Wang J., Gao L. Exergy analysis, parametric analysis and optimization for a novel combined power and ejector cycle. *Applied Thermal Engineering* 2009; 29: 2468-2476.
- [5] Habibzadeh A., Rashidi M.M., Galanis N., Analysis of a combined power and ejector-refrigeration cycle using low temperature heat. *Energy Conv. and Manag.* 2013; 65: 381–391.
- [6] Wang X., Zhao L., Wang J., Zhang W., Zhao X., Wu W. Performance evaluation of a low-temperature solar Rankine cycle system utilizing R245fa. *Solar Energy* 2010; 84: 353-364.
- [7] Marion M., Voicu I., Tiffonnet A.-L. Study and optimization of a solar subcritical organic Rankine cycle. *Renewable Energy* 2012; 48: 100-109.
- [8] Delgado-Torres A.M., García-Rodríguez L. Analysis and optimization of the low temperature solar organic Rankine cycle (ORC). *Energy Conversion and Management* 2010; 51:2846-5286.
- [9] Baral S., Kim K.C. Thermodynamic modeling of the solar organic Rankine cycle with selected organic working fluids for cogeneration. *Distributed Generation & Alternative Energy Journal* 2014; 29: 7-34.
- [10] Quoilin S., Lemort V., Lebrun J., Experimental study and modeling of an Organic Rankine Cycle using scroll expander. *Applied Energy* 2010; 87:1260-1268.
- [11] NIST Standard Reference Database 23, Thermodynamic and Transport Properties of Refrigerant and Refrigerant Mixtures REFPROP, Version 9.0 (2010).
- [12] Tchanche B.F., Papadakis G., Lambrinos G., Frangoudakis A. Fluid selection for a low temperature solar organic Rankine cycle. *Applied Thermal Engineering* 2009; 29: 1983-1990.

# Stockage instantané d'énergie photovoltaïque par air comprimé (Compressed Air Energy Storage : CAES) : modélisation, analyse de sensibilité et optimisation des principaux composants du système

Sidiki SIMPORE\*, François GARDE, Mathieu DAVID, Olivier MARC, Jean CASTAING-LASVIGNOTTES.

Laboratoire de Physique Et Ingénierie Mathématique pour l'Énergie, le bâtiment et l'environnement  
117 rue du Général Ailleret, 97430 Le Tampon, Ile de La Réunion, France

\*(Auteur correspondant : [sidiki.simpore@univ-reunion.fr](mailto:sidiki.simpore@univ-reunion.fr))

**Résumé** - En raison de la variabilité et de l'intermittence de l'énergie solaire photovoltaïque, son intégration à grande échelle dans le mix énergétique de micro-réseaux intégrant différents moyens de production demeure compliquée. Une des solutions pour surmonter ces handicaps est le stockage d'énergie qui est généralement basé sur l'utilisation de batteries lithium-ion. En recherche d'une alternative, nous présentons dans cet article, la modélisation, la simulation et l'optimisation d'un système de stockage d'énergie photovoltaïque à petite échelle par air comprimé destiné à alimenter de façon instantanée un bâtiment.

## Nomenclature

<i>Variables et Paramètres</i>		<i>Indices et exposants</i>	
T	Température, K	<i>cp</i>	Compresseur
P	Pression, Pa	<i>tb</i>	Turbine
h	Enthalpie spécifique, J.kg <sup>-1</sup>	<i>vol</i>	Volumique
s	Entropie spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>res</i>	Réservoir
u	Énergie interne spécifique, J.kg <sup>-1</sup>	<i>pv</i>	Photovoltaïque
v	Volume spécifique, m <sup>3</sup> .kg <sup>-1</sup>	<i>max</i>	Maximum
A	Surface, m <sup>2</sup>	<i>is</i>	Isentropique
t	Temps, s	<i>in</i>	Entrée
GNI	Irradiation Normale Globale, W.m <sup>-2</sup>	<i>ext</i>	Extérieur
c <sub>p</sub>	Capacité calorifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>bat</i>	Bâtiment
E	Énergie, J	<i>imp</i>	Importation
M	Masse, kg	<i>exp</i>	Exportation
D	Débit volumique, m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>	<i>pv/bat</i>	Du PV au bâtiment (directement)
Q̇	Densité de flux, W.m <sup>-2</sup>	<i>st</i>	Stockage
ṁ	Débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	<i>cv</i>	couverture
ẇ	Puissance électrique, W	<i>out</i>	Sortie
V	Volume, m <sup>3</sup>	<i>sys</i>	Système
<i>Lettres grecques</i>		<i>m</i>	mécanique
η	Rendement, -	<i>th</i>	thermique
β	Taux de compression, -	γ <sub>conso</sub>	Autoconsommation
τ	Taux de couverture des charges, -	γ <sub>prod</sub>	Autoproduction

## 1. Introduction

L'augmentation de la demande énergétique durant ces dernières années d'une part et les conséquences du changement climatique causées en outre par la production d'énergie d'autre part, conduisent à prospecter de nouvelles solutions de production et de gestion de l'énergie. En effet, dans l'esprit de la transition énergétique, beaucoup de pays s'engagent à changer leur modèle en s'orientant vers les énergies renouvelables en général et le solaire photovoltaïque en particulier. Mais comme d'autres sources renouvelables, l'intégration directe à grande échelle de l'énergie solaire photovoltaïque pose problème du fait de son intermittence et de sa variabilité. Ainsi, pour des régions isolées comme l'île de La Réunion, une part importante de l'énergie photovoltaïque directement injectée dans le réseau électrique peut causer des instabilités. L'une des solutions pour venir à bout de ce problème est le stockage d'énergie. De nos

jours, le système de stockage d'électricité le plus utilisé demeure celui par des batteries lithium-ion. Malgré les bonnes performances des batteries, elles restent peu respectueuses de l'environnement.

Selon Lund et G. Salgi [1], l'une des alternatives à l'utilisation des batteries pour le futur semble être le système de stockage à air comprimé. Il s'agit d'une technologie connue depuis le 19<sup>ème</sup> siècle et qui était pratiquée dans l'industrie [2]. Elle consiste à utiliser une source énergétique pour comprimer de l'air puis à le stocker dans un réservoir lorsque la ressource est abondante, moins chère ou que la demande énergétique est faible. Pendant les périodes de forte consommation, de rareté ou de coût important de la ressource, l'air sous pression est détendu à travers une turbine pour produire de l'électricité. De nos jours, seulement deux centrales électriques utilisant le système de stockage à air comprimé fonctionnent dans le monde. Il s'agit de la centrale Huntorf en Allemagne construite en 1978 avec une puissance de 290 MW, et la centrale AEC à McIntosh, Alabama, aux États-Unis d'une capacité de 110 MW qui a été augmenté à 226 MW en 1998 par l'ajout de deux générateurs [3]. L'air comprimé de ces centrales est stocké dans des cavités d'anciennes mines de sel ou de charbon [4–6]. Cette technologie à l'avantage d'être plus écologique que le système à batterie mais dépend fortement des conditions géologiques du lieu d'installation. Les systèmes de stockage à air comprimé admettent un rendement allant de 40 à 60 % en fonction de la gestion de la chaleur issue de la compression. Ainsi, si la chaleur de compression est stockée pour être réutilisée pendant la détente, le système de stockage est dit adiabatique et son rendement peut atteindre jusqu'à 70 % [7,8]. Par contre, le rendement des systèmes de stockage basés sur l'utilisation d'une source extérieure de chaleur pour réchauffer l'air au niveau de la turbine est d'environ 50 %. Dans la littérature, quelques travaux de modélisation ont vu le jour, en particulier pour le stockage de l'énergie éolienne et solaire. En effet, en 2014, Jannelli et al. [9] ont étudié un système de stockage à air comprimé pour l'alimentation d'une station de radio de télécommunication. Dans cette étude, une méthode de calcul des différents composants de la centrale : un champ photovoltaïque (PV), un réservoir de stockage d'air, des compresseurs et des turbines, a été proposée. Cette étude s'intéresse aussi à un système de refroidissement des équipements de la station de radio par la valorisation d'air frais à la sortie de la turbine. Caichu Xia et al. [10] ont proposé en 2014 un modèle sur le stockage à air comprimé avec un débit massique constant pour chaque période de fonctionnement du système (compression, stockage, détente). Niklas Hartmann et al. [6] comparent les rendements des systèmes de stockage à air comprimé sur la base des configurations du compresseur et de la turbine. Il en ressort qu'un système de stockage à air comprimé avec stockage de chaleur muni de deux étages de compression et un étage de détente admet un rendement compris entre 40 et 61 % si on suppose une transformation polytropique. Ce rendement peut atteindre 70% pour une transformation supposée isentropique [11]. Presque tous les modèles existants sont basés sur de grandes puissances et un stockage de longue durée, voire saisonnier. Dans cet article, un modèle traduisant le comportement instantané d'un système composé d'une production photovoltaïque (PV) de petite échelle (quelques kilowatts), d'un bâtiment consommateur d'énergie électrique, d'un réseau électrique et d'un système de stockage à air comprimé est proposé. Il s'agit pour nous d'étudier la faisabilité de ce type de stockage pour de petites puissances provenant d'une source énergétique intermittente comme le PV et d'augmenter l'autonomie du bâtiment vis-à-vis du réseau électrique à l'échelle de quelques heures, voire de la journée et nous utiliserons pour cela un réservoir artificiel.

Pour percevoir l'impact de chaque composant important sur le système, une étude de sensibilité concernant la surface du champ solaire, le débit volumique du compresseur, le volume de réservoir et la pression maximale de l'air dans le réservoir est effectuée. Elle est suivie par une séquence d'optimisation permettant de trouver le meilleur point de fonctionnement conduisant dimensionnement complet de chaque composant du système en fonction des conditions climatiques, du bâtiment et de son mode de fonctionnement.

## 2. Modélisation du système étudié

Le système étudié, dont la configuration est représentée par la Figure 1, est essentiellement composé du champ photovoltaïque, d'un bâtiment, du réseau et du système de stockage à air. Tous les composants sont interconnectés en fonctionnement instantané selon des scénarios qui seront définis plus tard.

L'air utilisé pour le stockage est supposé se comporter comme un gaz parfait. La consommation électrique du bâtiment est issue de données réelles provenant d'un édifice existant. Le réseau est supposé toujours disponible et peut être exploité à n'importe quel moment. L'ensoleillement et les autres données climatiques nécessaires à la simulation du modèle sont aussi représentés par un fichier météo.

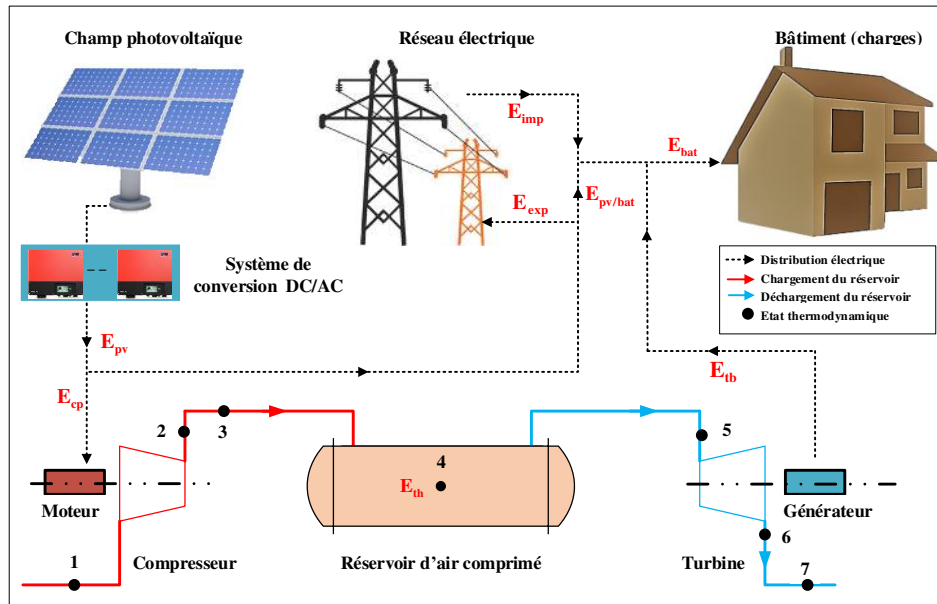


Figure 1 : configuration du système étudié

Pour connaître le comportement instantané du système à chaque pas de temps, les variables thermodynamiques (enthalpie spécifique, entropie spécifique, volume spécifique, énergie interne spécifique, température, pression) sont calculées en utilisant l'équation d'état des gaz parfaits et les principes de conservation de masse et d'énergie. En supposant dans un premier temps une compression parfaitement isentropique, elle est modélisée ensuite grâce au rendement isentropique  $\eta_{is,cp}$  défini par :

$$\eta_{is,cp} = \frac{\Delta h_{is}}{\Delta h_{real}} = \frac{h_2(t) - h_1(t)}{h_3(t) - h_1(t)} \quad (1)$$

D'après M. Jubeh et al. [12], les rendements isentropiques de compression et de détente sont fonctions du taux de compression  $\beta_{cp}(t)$  et de détente  $\beta_{tb}(t)$  et sont déterminés par :

$$\begin{cases} \eta_{is,cp} = 0,91 + \frac{\beta_{cp}(t) - 1}{300} \\ \eta_{is,tb} = 0,90 - \frac{\beta_{tb}(t) - 1}{250} \end{cases} \quad (2)$$

À l'intérieur du réservoir de stockage, les équations de conservation de la masse et de l'énergie sont écrites selon :

$$\begin{cases} \frac{dM(t)}{dt} = \dot{m}_{in}(t) - \dot{m}_{out}(t) \\ \frac{d(Mu)}{dt} = \dot{Q}_{sk}(t) + \dot{m}_{in}(t)h_3(t) - \dot{m}_{out}(t)h_4(t) \end{cases} \quad (3)$$

où la perte de chaleur, le débit massique du compresseur et le rendement volumique sont définis par :

$$\begin{cases} \dot{m}_{in}(t) = \eta_{v,cp} \frac{\dot{V}}{v_1(t)} \\ \dot{Q}_{res}(t) = K_{res} \times A_{res} (T_4(t) - T_{ext}(t)) \\ \eta_{v,cp} = 1 - \left[ (0,05 \times \beta_{cp}(t))^{1,4} - 1 \right] \end{cases} \quad (4)$$

La puissance instantanée nécessaire au fonctionnement du compresseur et la puissance instantanée produite par la turbine dépendent de leurs rendements mécaniques ( $\eta_m$ ) respectifs et sont calculées selon :

$$\begin{cases} \dot{W}_{cp}(t) = \frac{1}{\eta_{m,cp}} \times \dot{m}_{in}(t) \times (h_3(t) - h_1(t)) \\ \dot{W}_{tb}(t) = \eta_{m,tb} \times \dot{m}_{out}(t) \times (h_7(t) - h_5(t)) \end{cases} \quad (5)$$

## 2.1. Modèle de production photovoltaïque

Le système de stockage ainsi modélisé est couplé à un champ photovoltaïque qui, en fonction du niveau de sa production, alimente les charges du bâtiment ou alimente le système de compression. Le reste de la production du PV est exporté vers le réseau.

La production du champ PV peut se modéliser par la relation suivante :

$$\dot{W}_{pv}(t) = \eta_{pv} \times K_{pv} \times GNI \times A_{pv} \quad (6)$$

Avec GNI qui désigne l'irradiation globale normale sur le plan du module photovoltaïque,  $A_{pv}$  représente la surface totale du champ photovoltaïque,  $K_{pv}$  représente le coefficient de conversion électrique des onduleurs et  $\eta_{pv}$  désigne le rendement des cellules photovoltaïques.

## 2.2. Couplage entre le champ PV et le bâtiment

Le fonctionnement du système de stockage à air comprimé couplé au bâtiment, à la production solaire et au réseau électrique peut se faire par plusieurs scénarios qui prennent en compte la sécurité du système et les différentes contraintes techniques et énergétiques. On aboutit à quatre principaux scénarios :

1. Le réseau alimente le bâtiment (importation d'énergie du réseau, pas de stockage) ;
2. Le PV alimente le bâtiment et le reste est exporté au réseau (pas de stockage) ;
3. Le PV alimente le bâtiment ainsi que le compresseur (stockage) et le reste est exporté ;
4. La turbine alimente le bâtiment (pas de stockage, pas d'exportation, pas d'importation).

## 2.3. Indicateurs de performance

Pour déterminer les performances énergétiques et l'apport du stockage à air comprimé sur l'autonomie du bâtiment, nous définissons et calculons des indicateurs en utilisant les différentes énergies mises en jeu au bout d'un temps de fonctionnement donné (une année par exemple)

Tableau 1 : Définition des énergies utilisées pour le calcul des indicateurs.

• $E_{pv}$ : Énergie produite par le champ photovoltaïque	• $E_{pv/bat}$ : Énergie consommée par le bâtiment provenant directement du PV
• $E_{cp}$ : Énergie consommée par le système de compression (compresseur)	• $E_{imp}$ : Énergie importée du réseau électrique
• $E_{th}$ : Énergie thermique disponible dans le réservoir au moment du calcul	• $E_{exp}$ : Énergie exportée au réseau électrique
• $E_{bat}$ : Énergie totale consommée par le bâtiment	• $E_{tb}$ : Énergie produite par le système de stockage (turbine)

Le rendement global du système de stockage et le taux de couverture des charges par le stockage sont calculés de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_{st} = \frac{E_{tb}}{E_{cp}} \\ \tau_{st} = \frac{E_{tb}}{E_{bat}} \end{array} \right. \quad (7)$$

Le taux d'importation du réseau  $\tau_{imp}$  désigne le rapport entre l'énergie totale importée et l'énergie totale consommée par le bâtiment. Il est donc calculé par la relation :

$$\tau_{imp} = \frac{E_{imp}}{E_{bat}} \quad (8)$$

L'autoconsommation  $\gamma_{conso}$  se définit comme étant la proportion de l'énergie photovoltaïque consommée sur le site de production soit directement par le bâtiment soit par le système de stockage à travers le compresseur.

$$\gamma_{conso} = \frac{E_{pv/bat} + E_{cp}}{E_{pv}} = 1 - \frac{E_{exp}}{E_{pv}} \quad (9)$$



L'autoproduction  $\gamma_{\text{prod}}$  représente la proportion de la demande du bâtiment qui est autoproduite sur site c'est-à-dire par le photovoltaïque ou par le stockage.

$$\gamma_{\text{prod}} = \frac{E_{\text{pv/bat}} + E_{\text{tb}}}{E_{\text{bat}}} = 1 - \frac{E_{\text{imp}}}{E_{\text{bat}}} = 1 - \tau_{\text{imp}} \quad (10)$$

### 3. Résultats et discussion

Pour la simulation, nous nous servons des données climatiques mesurées à Terre Sainte à l'Île de La Réunion et d'une courbe de charge du bâtiment ENERPOS (bâtiment à énergie positive) implanté sur le même lieu. L'objectif de cette simulation est d'étudier la faisabilité technique d'un tel système. Pour cela, nous nous donnons des tailles initiales des principaux paramètres du système à savoir la taille du système de compression (débit volume balayé), le volume du réservoir de stockage, la pression maximale autorisée dans le réservoir et la taille du champ photovoltaïque. Voulant étudier le comportement du système de stockage à air comprimé alimentant un bâtiment à énergie positive, nous avons effectué la simulation sur la base de l'équivalence entre la consommation énergétique annuelle du bâtiment et la production photovoltaïque. Ainsi, nous obtenons une puissance crête de 5.82 kWc correspondant à une production et à une consommation annuelle de 10721 kWh d'énergie. Les valeurs des autres paramètres sont consignées dans le tableau 2.

Tableau 2 : Paramètres principaux utilisés pour la simulation

	Débit volumique balayé	Volume Du réservoir	Surface PV	Pression maximale du réservoir
Unités	m <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	m <sup>3</sup>	m <sup>2</sup>	bar
Valeur de calcul	10	5	58.28	40
Plage de variation	0-100	0.5-100	0-370	5-70

La Figure 2 donne les valeurs des principales énergies mises en jeu au cours d'une année de fonctionnement et la Figure 3 donne les valeurs des principaux indicateurs de performance.

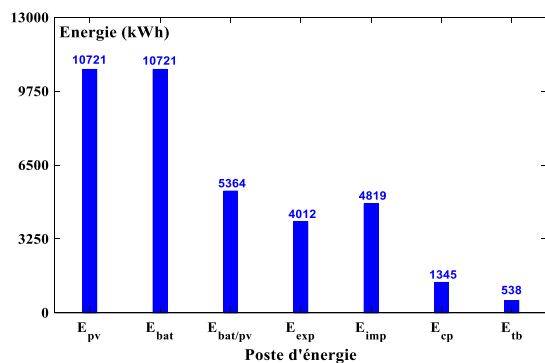


Figure 2 : Énergies mises en jeu en une année

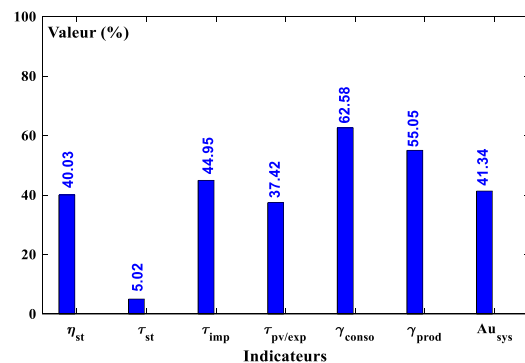


Figure 3 : Indicateurs de performance

Pour les paramètres choisis pour les composants du système pour la simulation, on obtient un rendement moyen de stockage de 40.0 % et le taux de couverture moyen des charges par le système de stockage à air comprimé est d'environ 5.0 %, ce qui permet au bâtiment d'avoir une autonomie énergétique de 41.3% avec la taille du champ PV installé. En ce qui concerne l'autoconsommation, seulement 62.6 % de la production PV a été utilisée pour alimenter le bâtiment soit directement ou soit indirectement à travers le système de stockage. L'autoproduction calculée indique que 55.0 % de la demande du bâtiment est autoproduite sur site (PV + stockage). Ainsi, le reste (45.0 %) de la demande de bâtiment est compensé par une importation au réseau électrique. La majeure partie de l'importation a eu lieu durant les nuits et durant des jours non ensoleillés, ainsi l'optimisation permettra de trouver les paramètres qui conduisent à un minimum d'importation. Le dimensionnement final du système intervient après l'obtention des paramètres optimaux qui confèrent le plus d'autonomie possible au bâtiment.

## 4. Analyse de sensibilité sur les paramètres et optimisation

### 4.1. Analyse de sensibilité paramétrique

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, afin d'augmenter l'indépendance du bâtiment vis-à-vis du réseau et d'améliorer le rendement de stockage, nous étudions l'évolution du taux d'importation et du rendement de stockage en fonction de la taille du compresseur (débit volumique balayé), le volume du réservoir et la pression maximale fixée (la puissance crête installée étant toujours fixée à 5.82 kWc).

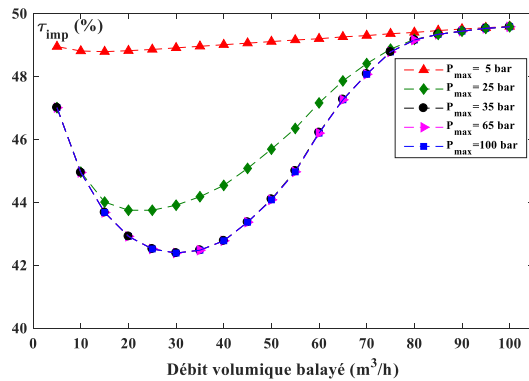


Figure 4 : Évolution du taux d'importation en fonction du débit volumique et de la pression maximale

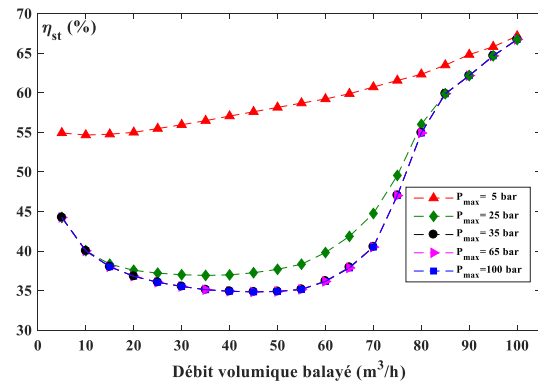


Figure 5 : Évolution du rendement en fonction du débit volumique et de la pression maximale

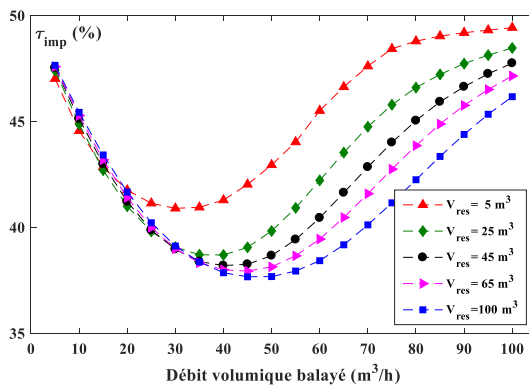


Figure 6 : Évolution du taux d'importation en fonction du débit volumique et du volume du réservoir

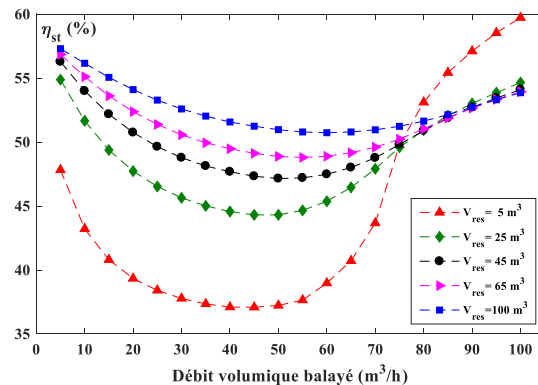


Figure 7 : Évolution du rendement en fonction du débit volumique et du volume du réservoir

Le débit volumique total du système de compression est calculé en fonction de la cylindrée, de la vitesse de rotation et du nombre de compresseurs en parallèle. Nous avons choisi une plage de variation du débit volumique total allant de 0 à 100 m<sup>3</sup>/h et une plage de 2.5 à 100 m<sup>3</sup> pour le volume du réservoir d'air. La double variation permet de se rendre compte de l'évolution des indicateurs en fonction du débit volumique, du volume du réservoir et de la pression maximale fixée.

- **Influence du débit volumique et de la pression maximale**

En fixant le volume à 5 m<sup>3</sup>, la Figure 4 et la Figure 5 montrent que pour une pression maximale supérieure à 35 bars, le taux d'importation et le rendement de stockage deviennent pratiquement invariables, quelles que soient la taille du compresseur et celle du réservoir ; ce qui explique la superposition des courbes. Cela implique que pour une configuration donnée du système étudié, il existe une pression maximale à partir de laquelle, son influence sur le rendement de stockage et sur le taux d'importation est négligeable.

- **Influence du débit volumique et du volume**

La Figure 6 et la Figure 7 représentent respectivement l'évolution du taux d'importation du réseau et du rendement de stockage en fonction du débit volumique du compresseur et du volume du réservoir d'air pour une puissance photovoltaïque de 58.28 kWc et une pression maximale de 35 bars. On constate que,

quel que soit le volume du réservoir, le taux d'importation admet un minimum qui se déplace avec le volume. Quant au rendement de stockage, il admet aussi un minimum, mais sa valeur augmente régulièrement avec le volume de stockage. On peut donc dire que le taux d'importation et le rendement de stockage sont fortement influencés par la taille du système de compression et par le volume du réservoir pour une puissance fixée du champ photovoltaïque.

#### 4.2. Optimisation du système étudié

L'étude paramétrique permet de nous rendre compte de l'influence majeure de la taille du compresseur et du volume du réservoir sur les indicateurs de performance du système de stockage à air comprimé à fonctionnement instantané connecté à un bâtiment à énergie positive. Nous voulons donc trouver un point optimal de fonctionnement du système caractérisé par un vecteur composé du débit volumique, du volume du réservoir, de la surface du champ photovoltaïque et de la pression maximale. Ce point de fonctionnement optimal doit offrir un bon compromis entre les indicateurs étudiés. La fonction objectif est donnée par :

$$(\tau_{imp}, \eta_{st}) = f(D_{vol}, V_{res}, S_{pv}, P_{max}) \quad (11)$$

Avec  $\tau_{imp}$  qui désigne le taux d'importation,  $\eta_{st}$  le rendement de stockage  $D_{vol}, V_{res}, S_{pv}, P_{max}$  représentent respectivement le débit volumique, du volume du réservoir, de la surface du champ photovoltaïque et de la pression maximale. Suite aux résultats précédents, nous fixons la pression maximum de stockage à 35 bars. La surface du champ PV étant connue, l'optimisation est donc basée sur la taille du compresseur et sur le volume du réservoir soit :

$$\tau_{imp} = f(D_{vol}, V_{res}) \quad \text{et} \quad \eta_{st} = f(D_{vol}, V_{res}) \quad (12)$$

Nous utilisons la méthode du gradient qui est un algorithme d'optimisation différentiable. Cet algorithme est destiné à minimiser une fonction réelle différentiable. Pour cela nous construisons une régression polynomiale à deux variables de degré 4 donnant le taux d'importation et le rendement en fonction du débit volumique et du volume de stockage. Nous posons :  $X = [x_1, x_2]$  avec  $x_1$  qui correspond au débit volumique et  $x_2$  désigne le volume du réservoir. On a ainsi défini le taux d'importation et le rendement de la manière suivante :

$$\tau_{imp}(X) = \sum_{i=0}^n a_i X^n \quad \text{et} \quad \eta_{st}(X) = \sum_{i=0}^n b_i X^n \quad (13)$$

Les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  des polynômes sont automatiquement déterminés par un algorithme de régression polynomiale. Le taux d'importation est utilisé comme fonction objectif  $\tau_{imp}(X)$  à minimiser et le rendement de stockage  $\eta_{st}(X)$  comme une contrainte à maximiser.

#### 4.3. Résultats de l'optimisation

Après optimisation, on obtient un vecteur optimal  $X = [x_1 = 45.1 \quad x_2 = 86.2]$  (Figure 8 et Figure 9). Ce qui correspond au point de fonctionnement optimal de ce système de stockage à air comprimé connecté à ce bâtiment avec la courbe de charge et l'ensoleillement introduits. A ce point optimal caractérisé par ces valeurs, une surface photovoltaïque de 58.28 m<sup>2</sup> et une pression maximale de 35 bar, nous obtenons un taux d'importation minimum de 37.8 % et un rendement de 50.4 %. Pour cette configuration optimale, l'autoconsommation et l'autoproduction du système sont respectivement maintenant de 74.2 % et 62.2 %. Ce qui offre au bâtiment une autonomie annuelle d'environ 52.0 % avec une exportation au réseau réduite à seulement 25 % de la production totale du champ photovoltaïque. Pour cette optimisation nous avons fait une hypothèse sur une la taille du champ PV à installer, la suite du travail sera de trouver aussi la taille optimale du champ PV pour que le système de stockage puisse couvrir au maximum les demandes de nuit et des jours faiblement ensoleillés.

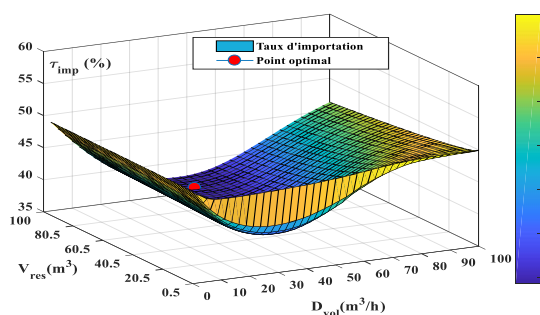


Figure 8 : Évolution 3D du taux d'importation en plus du point optimal de fonctionnement trouvé

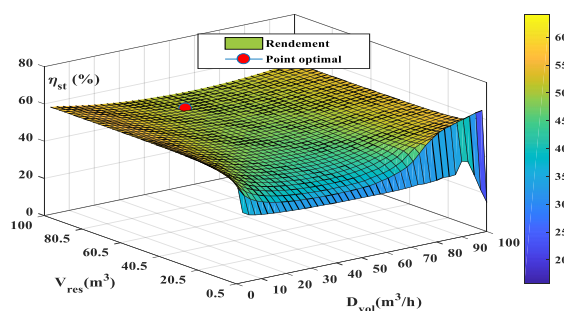


Figure 9 : Évolution 3D du rendement en plus du point optimal de fonctionnement trouvé

## 5. Conclusion

En conclusion, nous pouvons dire que le modèle développé permet de démontrer la faisabilité d'un système de stockage à air comprimé de petites puissances en fonctionnement instantané et alimenté par un champ photovoltaïque. L'optimisation des principaux paramètres constitutifs du système permet le dimensionnement optimal en fonction des charges à alimenter et des données climatiques du lieu. L'optimisation va se poursuivre en envisageant l'augmentation de la taille du champ PV pour une meilleure autonomie du bâtiment. L'introduction d'une optimisation technico-économique et environnementale pourrait valider la rentabilité économique du système étudié.

## Références

- [1] H. Lund, G. Salgi, B. Elmegaard, A.N. Andersen, Optimal operation strategies of compressed air energy storage (CAES) on electricity spot markets with fluctuating prices, *Appl. Therm. Eng.* 29 (2009) 799–806. doi:10.1016/j.applthermaleng.2008.05.020.
- [2] IEC blog » White Paper – Electrical Energy Storage, (n.d.). <https://blog.iec.ch/2015/09/white-paper-electrical-energy-storage/> (accessed January 30, 2018).
- [3] M. Raju, S. Kumar Khaitan, Modeling and simulation of compressed air storage in caverns: A case study of the Huntorf plant, *Appl. Energy*. 89 (2012) 474–481. doi:10.1016/j.apenergy.2011.08.019.
- [4] P. Zhao, Y. Dai, J. Wang, Design and thermodynamic analysis of a hybrid energy storage system based on A-CAES (adiabatic compressed air energy storage) and FESS (flywheel energy storage system) for wind power application, *Energy*. 70 (2014) 674–684. doi:10.1016/j.energy.2014.04.055.
- [5] P. Zhao, J. Wang, Y. Dai, L. Gao, Thermodynamic analysis of a hybrid energy system based on CAES system and CO2 transcritical power cycle with LNG cold energy utilization, *Appl. Therm. Eng.* 91 (2015) 718–730. doi:10.1016/j.applthermaleng.2015.08.082.
- [6] N. Hartmann, O. Vöhringer, C. Kruck, L. Eltrop, Simulation and analysis of different adiabatic Compressed Air Energy Storage plant configurations, *Appl. Energy*. 93 (2012) 541–548. doi:10.1016/j.apenergy.2011.12.007.
- [7] N.M. Jubeh, Y.S.H. Najjar, Green solution for power generation by adoption of adiabatic CAES system, *Appl. Therm. Eng.* 44 (2012) 85–89. doi:10.1016/j.applthermaleng.2012.04.005.
- [8] N.M. Jubeh, Y.S.H. Najjar, Power augmentation with CAES (compressed air energy storage) by air injection or supercharging makes environment greener, *Energy*. 38 (2012) 228–235. doi:10.1016/j.energy.2011.12.010.
- [9] E. Jannelli, M. Minutillo, A. Lubrano Lavadera, G. Falcucci, A small-scale CAES (compressed air energy storage) system for stand-alone renewable energy power plant for a radio base station: A sizing-design methodology, *Energy*. 78 (2014) 313–322. doi:10.1016/j.energy.2014.10.016.
- [10] C. Xia, Y. Zhou, S. Zhou, P. Zhang, F. Wang, A simplified and unified analytical solution for temperature and pressure variations in compressed air energy storage caverns, *Renew. Energy*. 74 (2015) 718–726. doi:10.1016/j.renene.2014.08.058.
- [11] S. Dubey, J.N. Sarvaiya, B. Seshadri, Temperature Dependent Photovoltaic (PV) Efficiency and Its Effect on PV Production in the World – A Review, *Energy Procedia*. 33 (2013) 311–321. doi:10.1016/j.egypro.2013.05.072.
- [12] N.M. Jubeh, Y.S.H. Najjar, Green solution for power generation by adoption of adiabatic CAES system, *Appl. Therm. Eng.* 44 (2012) 85–89. doi:10.1016/j.applthermaleng.2012.04.005.

# Etat de l'art de la modélisation de l'évaporation de l'eau des piscines et comparaison expérimentale

Maité BERNHARD<sup>1,2,\*</sup>, Olivier MARC<sup>2</sup>, Emmanuel QUILICHINI<sup>1</sup>, Jean CASTAING-LASVIGNOTTES<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique Et Ingénierie Mathématique pour l'Energie et l'environnement (PIMENT), 117 rue du Général Ailleret, 97430 Le Tampon, Ile de La Réunion, France

<sup>2</sup> Société Sunny Shark, 87, Route de la Confiance, 97438, Sainte-Marie

\* (auteur correspondant : maite.bernhard@univ-reunion.fr)

**Résumé** - Les piscines collectives sont l'objet d'importantes consommations énergétiques. Pouvoir anticiper le meilleur moment pour actionner le système de chauffage est une piste de sobriété énergétique mais suppose une bonne connaissance du comportement de la piscine et une anticipation des conditions météorologiques. L'énergie liée à l'évaporation de l'eau du bassin constitue la part la plus importante dans les bilans et doit donc être estimée avec justesse. Ce travail présente la grande majorité des modèles d'évaporation aujourd'hui disponibles dans la littérature et les compare aux résultats expérimentaux obtenus sur un site pilote situé à La Réunion.

## Nomenclature

$T$	Température, K		
$P$	Pression, Pa		
$h_{\text{évap}}$	Coefficient d'échange évaporatif, W/m <sup>2</sup> /Pa	rad	radiatif
$h_{\text{conv}}$	Coefficient d'échange convectif, W/m <sup>2</sup> /K	evap	évaporation
$\dot{Q}$	Flux de chaleur, W	conv	convection
$\dot{m}$	Débit massique, kg/s	pa	paroi
$C_p$	Capacité calorifique, J/kg/K	aux	auxiliaire
$L_c$	Longueur caractéristique, m	e	entrée
$L$	Chaleur latente d'évaporation, J/kg	s	sortie
$A$	Superficie du bassin, m <sup>2</sup>	w	eau
$M$	Masse molaire, kg/mol	a	ambient
$v$	vitesse du vent, m/s	sky	ciel
		sat	saturé
		r	point de rosée
		v	vapeur
		atm	atmosphérique
		air	air
<i>Symboles grecs</i>			
$\rho$	Masse volumique, kg/m <sup>3</sup>		
$\omega$	Humidité spécifique, -		

## 1. Introduction

Dans le contexte énergétique actuel, une bonne gestion des installations est indispensable pour atteindre l'objectif, pris notamment à la COP21 de Paris de 2015, de limiter à 2°C l'augmentation de la température mondiale. Les piscines collectives ont une consommation énergétique importante, d'environ 2800 kWh/m<sup>2</sup> de plan d'eau [1] : chauffage, déshumidification et production d'eau chaude sanitaire des douches. L'optimisation de la conception (dimensionnement des dispositifs de chauffage, de la ventilation et de la déshumidification) et du fonctionnement des installations est un enjeu pour atteindre les objectifs de sobriété énergétique. Le but de notre travail est d'anticiper la meilleure stratégie de chauffage des piscines de natation/loisir par simulation du comportement dynamique de la

piscine au cours du temps et le contrôle du chauffage. Plusieurs phénomènes physiques complexes et couplés entrent en jeu dans le système (*Figure 1*) :

- les pertes : par évaporation  $\dot{Q}_{\text{evap}}$ , par convection entre l'eau et l'air ambiant  $\dot{Q}_{\text{conv}}$ , par conduction entre l'eau et le sol au travers des parois  $\dot{Q}_{\text{pa}}$ , par rayonnement à grandes longueurs d'onde  $\dot{Q}_{\text{rad}}$  ;
- les apports solaires  $\dot{Q}_{\text{sol}}$  ;
- le type d'utilisation des installations comme le nombre de personnes dans l'eau ( $\dot{Q}_{\text{nageurs}}$ ,  $\dot{m}_s$ ), le remplissage  $\dot{m}_e$ , le chauffage  $\dot{Q}_{\text{aux}}$ , la présence et la mise en place régulière d'une couverture de protection thermique.

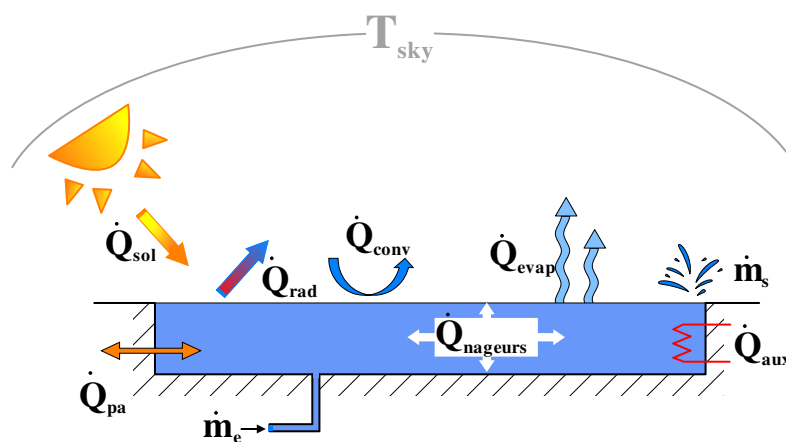


Figure 1 : Représentation schématique des différents échanges de chaleur et de matière au sein d'une piscine

La littérature présente de nombreuses modélisations de piscines ajustées au cas par cas pour des piscines inoccupées [2] et quelques pistes d'adaptation aux piscines occupées [3]. Les différents travaux effectués dans ce domaine ont montré que l'évaporation présente l'influence la plus importante sur le bilan énergétique (plus de 50% [4]). Les modèles issus de l'analogie avec la convection ont des constantes ajustées par identification paramétrique à l'aide d'expérimentations et présentent une dépendance forte à la vitesse d'écoulement de l'air. Ces études ont montré que la transposition de ces modèles à d'autres piscines engendre de grands écarts, même dans le cas d'un climat similaire. La comparaison entre des résultats expérimentaux issus d'une piscine extérieure située à La Réunion et ceux provenant de la simulation permet de mettre en évidence les modèles les plus adaptés à notre cas.

## 2. Le dispositif expérimental et la mesure de l'évaporation

### 2.1. Présentation des installations

Pour approfondir les connaissances sur le comportement des piscines, la piscine de Vue Belle à Saint Paul dans le quartier de la Saline Les Hauts (La Réunion) à 510 m d'altitude a été instrumentée. Deux bassins extérieurs font l'objet de cette étude : le grand bassin (ou bassin sportif) et celui d'initiation. La piscine est chauffée par une pompe à chaleur. La température est maintenue entre 27° et 28° toute l'année. La piscine est ouverte 7 jours/7

jours sauf fermeture exceptionnelle ou pour vidange. Les deux bassins sont couverts irrégulièrement durant l'hiver par une bâche de protection thermique.



Figure 2 : Photo du grand bassin (bassin sportif)

Pour pouvoir faire des études tenant compte de tous les phénomènes cités en introduction, la piscine a été équipée de différents moyens de mesure. Ainsi, une station météo iMETOS 3.3 a été installée à proximité immédiate des bassins. Elle mesure notamment la température ambiante, le rayonnement global incident, l'humidité relative et la vitesse du vent avec une période d'acquisition de quinze minutes.

Pour ce qui est des quantités d'eau, les bassins fonctionnent à débordement et sont alimentés à partir du fond par des grilles où l'eau circule à faible vitesse. Des essais préliminaires ont permis de constater que la température des bassins reste homogène à la fois dans les sens de la longueur et de la largeur mais aussi de la profondeur (écart maximum d'environ  $0.25^{\circ}\text{C}$ ). La température caractéristique de cette eau est mesurée après débordement et passage dans un bac tampon (cf Figure 3) avant la traversée de la Pompe A Chaleur (PAC) chargée de la chauffer. Compte tenu des débits de circulation importants principalement imposés par la réglementation (supérieur à  $150\text{ m}^3/\text{h}$  dans notre cas [5]), cette prise de température est fiable et représente fidèlement la température de l'eau du bassin pour chaque cas (en-dehors des périodes de remplissage automatique du bac tampon avec l'eau de ville). Le capteur a une incertitude de  $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ .

A cause de l'évaporation ou des pertes d'eau du fait des baigneurs, le niveau d'eau du bac tampon a tendance à baisser au cours du temps. Sa valeur fait également l'objet d'une acquisition et permet de suivre son évolution au cours du temps. A noter que lorsque ce niveau atteint le point le plus bas, un remplissage est effectué à partir de l'eau du réseau de ville (cf Figure 3). Le capteur a une incertitude de  $\pm 0.5\text{ mm}$ .

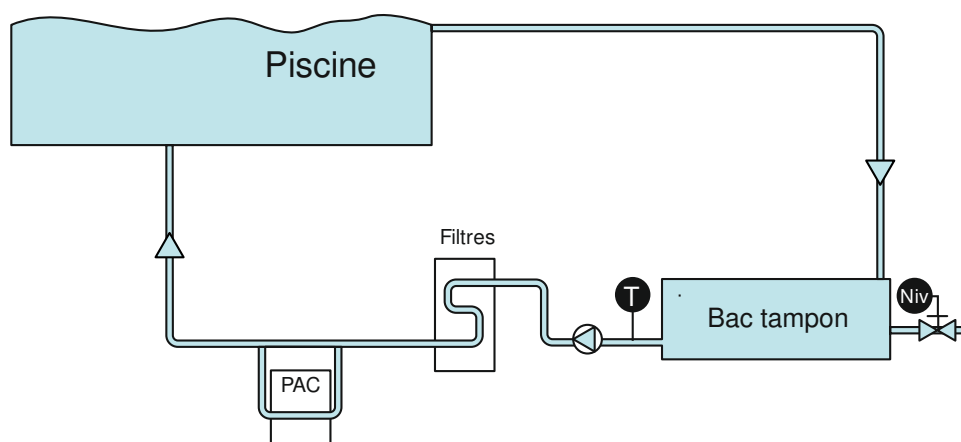


Figure 3 : Schéma de principe de fonctionnement des bassins et instruments de mesure



La présence d'une fuite d'eau sur le bassin d'initiation ne nous a pas permis de l'intégrer à cette étude qui ne traite que du grand bassin. Ce dernier est sensiblement aussi large que long (25 m) et conduit à une surface de bassin d'environ 625 m<sup>2</sup> et un volume d'eau d'approximativement 1500 m<sup>3</sup>.

## 2.2. Mesures de l'évaporation

La mesure de la variation du niveau au cours du temps permet d'évaluer l'évaporation du grand bassin, en respectant les conditions suivantes :

- Absence de couverture flottante isolante sur la surface du bassin ;
- Absence d'utilisateurs dans le bassin ;
- Absence de pluie sur la période occupée ;
- Absence de remplissage du bac tampon ;

Cette méthode a permis de sélectionner les périodes de mesures présentées dans le *Tableau 1*. Majoritairement les essais qui ont été retenus se déroulent en fin de soirée ou durant la nuit parce qu'ils permettent de s'affranchir des perturbations liées aux baigneurs.

Date des essais	Plage horaire	Quantité évaporée (l/m <sup>2</sup> /h)	Température ambiante (°C)	Humidité relative (%)	Vitesse du vent (m/s)
11/12 octobre 2016	21h - 7h	0.526±0.008	17,2	66	1,5
20/21 novembre 2016	19h - 7h	0.423±0.006	19,9	75	1,2
24/25 décembre 2016	14h30 - 4h30	0.455±0.005	22,1	73	1,5

Tableau 1 : Périodes étudiées et évaporation du grand bassin

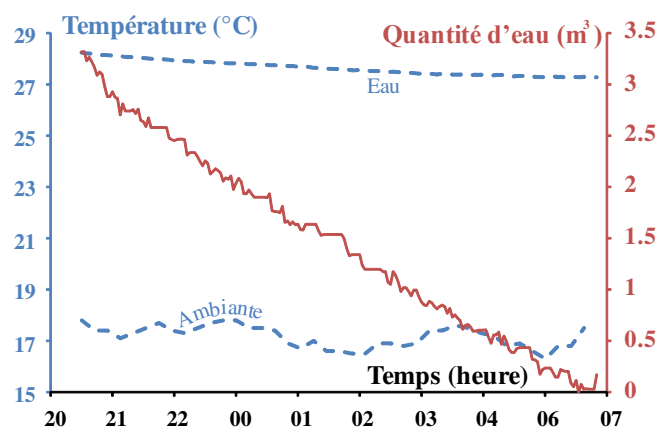


Figure 4 : Variation de la température ambiante, de l'eau et de la quantité d'eau évaporée pour la période du 11/12 octobre 2016

La Figure 4 présente l'évolution de la température du bain et la température ambiante pour la période du 11/12 octobre 2016 ainsi que la variation de la quantité d'eau perdue au cours de la même période. Sur toute la durée (10h), on constate une perte diminution mais progressive de la température de l'eau d'environ 1°C liée aux déperditions thermiques du bassin, une température ambiante dont la valeur se situe autour de 17°C et un niveau d'eau dans le bac tampon qui baisse régulièrement. Sur toute la durée, il s'est évaporé environ 3.32 m<sup>3</sup> d'eau dans le grand bain. Pour s'affranchir des caractéristiques géométriques, ces valeurs sont



converties en débit et rapportées à la surface du bassin et conduisent à une évaporation de  $0.526 \text{ l/h/m}^2$ .

Ce même calcul, effectué sur les 3 périodes concernées, conduit aux valeurs reportées dans le *Tableau 1* avec des taux d'évaporation du même ordre de grandeur mais dont les variations s'expliquent par la différence des conditions climatiques. La prise en compte de ces dernières dans l'évolution de l'évaporation fait l'objet de plusieurs modèles qui sont répertoriés et présentés dans la partie suivante.

### 3. Les modèles d'évaporation

Les modèles présentés par la suite sont pour des piscines non occupées. Ils permettent, selon les auteurs, de calculer soit le flux de chaleur  $\dot{Q}_{\text{évap}}$ , soit le débit massique d'évaporation  $\dot{m}$ . Les deux sont liés par  $\dot{Q}_{\text{évap}} = \dot{m} \cdot L$  où  $L$  représente la chaleur latente d'évaporation.

Par analogie avec la convection, certains modèles d'évaporation prennent la forme de l'équation 1. La différence de température est remplacée par l'écart entre la pression de vapeur saturante à la température de l'eau et la pression partielle de vapeur d'eau dans l'air. Le *Tableau 2* présente les valeurs des coefficients  $a$ ,  $b$  et  $n$  de l'équation 1 obtenues par les auteurs dans la littérature.

$$\begin{cases} \dot{Q}_{\text{évap}} = A \times h_{\text{évap}} (P_{\text{sat}}(T_w) - P_v) \\ h_{\text{évap}} = a \times v^n + b \end{cases} \quad (1)$$

	a	b	n	référence
Alagao <i>et al.</i>	0.040	0.074	1	[4]
Carrier	0.0782	0.089	1	[3]
Czarnecki	0.06683	0.05053	1	[4]
Hahne et Kübler	0.0583	0.0803	1	[4]
ISO TC 180	0.0669	0.0506	1	[6]
Madan Singh <i>et al.</i>	0	0.0741	1	[7]
McMillan	0.0250	0.0360	1	[6]
Rafael Almanza	0.03721	0	1	[8]
Richter (1)	0.05652*	0.04229	0.5	[9]
Richter (2)	0.05088	0.04523	0.84	[9]
Rohwer	0.0508	0.0850	1	[4]
Smith <i>et al.</i> (1)	0.0669	0.0638	1	[4]
Smith <i>et al.</i> (2)	0,059432	0.06764	1	[3]
Taga <i>et al.</i>	0.001296	0.088403	1	[4]
WMO (USSR)	0.0266	0.0369	1	[4]
WMO (USA)	0.0372	0	1	[4]
Y. P. YADAV <i>et al.</i>	0.0494	0.0741	1	[10]

Tableau 2 : Modèles d'évaporation basés sur une analogie avec la convection

Malgré leur écriture différente, c'est sensiblement la même approche d'analogie avec la convection qui est développée dans les modèles de Bowen et Kishore et Joshi qui figurent dans le *Tableau 3*. On trouve dans ce même tableau les modèles de Cooper et Rafeal Almanza qui prennent en compte de manière directe la différence de température entre l'eau et l'air.

D'autres modèles qui figurent dans le *Tableau 3*, élaborés plus récemment, prennent en compte des paramètres supplémentaires comme la longueur caractéristique pour le modèle de Sartori (2000) [4] et les régimes d'écoulement de l'air pour Shah (2014) [3]. Ce dernier auteur recommande dans ce cas de ne conserver que l'expression donnant la valeur la plus importante. Il propose en outre une adaptation pour les piscines occupées.

	Equation	référence
Cooper	$\dot{m} = A.0,0144 \frac{(P_{sat}(T_w) - P_v)}{L} \left[ (T_w - T_a) + \frac{(T_w + 273)(P_{sat}(T_w) - P_v)}{268900 - P_{sat}(T_w)} \right]^{1/3}$	[4]
Kishore et Joshi	$\dot{m} = A. \frac{h_{conv} M_w}{M_{air} P_a C_{pv}} (P_{sat}(T_w) - P_v) \quad h_{conv} = 5,7 + 3,8v$	[4]
Rafeal Almanza (1)	$\dot{Q}_{\dot{evap}} = A \times 0,0075 \left( 3.53 \times \theta^{1/3} + 4.08 \times v \right) (P_{sat}(T_w) - P_v)$ $\theta = T_w^v - T_a^v \quad T_w^v = \frac{(T_w + 273.2)}{1 - 0.378 \frac{P_{sat}(T_w)}{P_{atm}}} \quad T_a^v = \frac{(T_a + 273.2)}{1 - 0.378 \frac{P_v}{P_{atm}}}$	[8]
Ratio de Bowen	$\frac{\dot{Q}_{conv}}{\dot{Q}_{\dot{evap}}} = 0,000605 \times P_{atm} \frac{(T_w - T_a)}{(P_{sat}(T_w) - P_{sat}(T_a))}$	[11]
Sartori	$\dot{m} = A.(0,00407 \times v^{0,8} Lc^{-0,2} - 0,01107 \times Lc^{-1}) \times \frac{(P_{sat}(T_w) - P_r)}{P_{atm}}$	[4]
Shah	Convection naturelle : $\dot{m} = A.5\rho_w(\rho_r - \rho_w)^{(1/3)}(\omega_w - \omega_r)$ Convection forcée (vitesse < 0.15m/s) : $\dot{m} = A.0,00005(P_w - P_r)$ Convection forcée (> 0.15m/s) : $\dot{m} = A.0,00005 \left( \frac{v}{0,15} \right)^{0,7} (P_w - P_r)$	[3]

Tableau 3 : Modèles d'évaporation plus élaborés

## 4. Discussion et conclusion

Pour chacun des modèles, les quantités d'eau évaporées sont évaluées à chaque pas de temps et pour les conditions météorologiques des essais (données par la station météo : température, vitesse du vent et humidité relative principalement). La quantité évaporée totale est calculée par intégration numérique au moyen de la méthode des trapèzes sur la période considérée des essais (soit 10, 12 et 14 heures, cf tableau 1).

La Figure 5 compare les valeurs calculées par les différents modèles (histogramme) avec celles obtenues expérimentalement (droites horizontales). Elle montre que 7 modèles se rapprochent du comportement observé : Smith et al. [4] , ISO TEC 180 [6] , Rohwer [4] , Y. P. Yadav et al. [10] , Czarnecki [4] , Hahne and Kübler [4] et Shah [3]. Le modèle de Carrier [3] surestime l'évaporation et tous les autres la sous-estiment, en particulier les modèles de Madan Singh *et al.* [7] et Cooper [4], qui sont indépendants de la vitesse du vent.

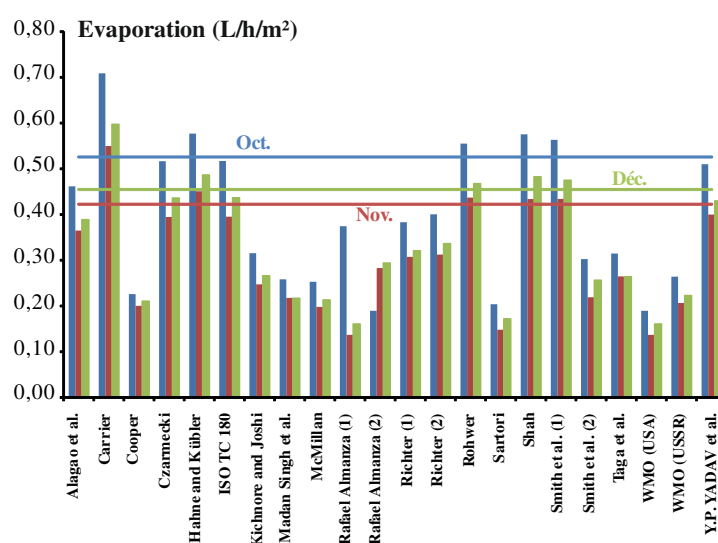


Figure 5 : Comparaison de l'évaporation mesurée expérimentalement et des valeurs issues des modèles

Sur ces 7 meilleurs modèles, 6 sont de la forme de l'équation 1 et ne prennent pas en compte les différents régimes d'écoulement de l'air et seul le modèle développé par Shah [3] le fait. Cette particularité ajoutée à la qualité de la comparaison avec l'expérience nous font retenir cette option dans un premier temps.

Beaucoup des modèles présentés sont construits dans des conditions expérimentales propres et nécessairement différentes des nôtres, ce qui explique les disparités de résultats. Un des objectifs à terme pourrait constituer en la détermination de coefficients propres ( $a$ ,  $b$ ,  $n$ ) à la piscine étudiée (équation 1). Nous envisageons prochainement de réaliser des essais durant l'hiver austral où les conditions météorologiques sont assez différentes de celles présentées (en termes de température ambiante et d'humidité relative) afin de valider ou non ces choix. Parallèlement et pour compléter ces travaux, une nouvelle campagne d'essais a déjà démarré de sorte à affiner notre sélection : mesure au plus près du niveau de l'eau de la température de l'air, de son humidité et de sa vitesse d'écoulement.

Une fois le modèle choisi, les paramètres déterminés et la validation effectuée, il sera intégré à la simulation globale de la piscine qui tient compte de l'ensemble des transferts en régime transitoire que nous avons présentés par ailleurs [12].

## Références

- [1] Enertech, « Campagne de mesures de la consommation électrique de 20 piscines individuelles ». Ademe, 2007.
- [2] K. Kaci, M. Merzouk, N. K. Merzouk, M. El Ganaoui, S. Sami, et R. Djedjig, « Dynamic simulation of hybrid-solar water heated olympic swimming pool », *Energy Procedia*, vol. 139, p. 750- 757, déc. 2017.
- [3] M. M. Shah, « Methods for calculation of evaporation from swimming pools and other water surfaces », *ASHRAE Trans.*, vol. 120, n° 2, p. 3–17, 2014.
- [4] E. Sartori, « A critical review on equations employed for the calculation of the evaporation rate from free water surfaces », *Sol. Energy*, vol. 68, n° 1, p. 77–89, 2000.
- [5] *Code de la santé publique - Article D1332-6*, vol. D1332-6. .
- [6] E. Ruiz et P. J. Martínez, « Analysis of an open-air swimming pool solar heating system by using an experimentally validated TRNSYS model », *Sol. Energy*, vol. 84, n° 1, p. 116- 123, janv. 2010.
- [7] M. Singh, G. N. Tiwari, et Y. P. Yadav, « Solar energy utilization for heating of indoor swimming pool », *Energy Convers. Manag.*, vol. 29, n° 4, p. 239–244, 1989.
- [8] R. Almanza et J. Lara, « Energy requirements for a swimming pool through a water-atmosphere energy balance », *Sol. Energy*, vol. 53, n° 1, p. 37–39, 1994.
- [9] E. Hahne et R. Kübler, « Monitoring and simulation of the thermal performance of solar heated outdoor swimming pools », *Sol. Energy*, vol. 53, n° 1, p. 9–19, 1994.
- [10] Y. P. Yadav et G. N. Tiwari, « Analytical model of solar swimming pool: Transient approach », *Energy Convers. Manag.*, vol. 27, n° 1, p. 49- 54, janv. 1987.
- [11] E. K. Webb, « On estimating evaporation with fluctuating Bowen ratio », *J Geophys Res*, vol. 65, n° 10, p. 3415- 3417, oct. 1960.
- [12] D. Hoarau, O. Marc, E. Quilichini, et J. Castaing-Lasviguottes, « Simulation et analyse des consommations énergétiques des piscines en milieu tropical. », in *Actes du congrès de la société française de thermique*, 2016.

## Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier la Commune de Saint-Paul pour la mise à disposition de la piscine municipale de Vue-Belle qui sert d’outil de mesure et de validation expérimentale dans le projet. Ces remerciements vont aussi à Monsieur Willy Crescence pour son soutien précieux à la mise en œuvre opérationnelle des essais et à Monsieur Jérôme Vigneron pour son appui technique dans le projet.

# Étude du comportement d'un désorbeur à plaques compact

Mehrez Aiane<sup>1\*</sup>, Benoit Stutz<sup>1</sup>, Julien Ramousse<sup>1</sup>, Muriel Bouyaud<sup>2</sup>, Emmanuel Boudard<sup>2</sup>

<sup>1</sup>LOCIE, Université Savoie Mont-Blanc, CNRS UMR5271, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget du Lac, France

<sup>2</sup>PSA GROUPE Centre Technique de Vélizy, 2 route de Gisy, 78943 Vélizy-Villacoublay Cedex, France

\* (auteur correspondant : mehrez.aiane@ext.mpsa.com)

**Résumé** - La présente étude se place dans le cadre général du développement de machines à absorption eau/bromure de lithium compactes pour la climatisation automobile, permettant de réduire les émissions de CO<sub>2</sub> en valorisant les rejets thermiques des moteurs. Elle porte plus particulièrement sur la caractérisation du comportement d'un désorbeur à plaques, développé par la société Mahle pour le compte du constructeur automobile PSA Group. Les performances du désorbeur, traduites en termes d'efficacité massique, sont étudiées pour différentes conditions de fonctionnement, en dissociant les parts de puissances transmises à la solution sous forme de chaleurs sensible et latente.

## Nomenclature

$C_p$	Capacité calorifique ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )	<i>ent</i>	Entrée
$h$	Enthalpie, $J.kg^{-1}$	<i>htf</i>	Fluide caloporteur
$\dot{m}$	Débit massique, $kg.s^{-1}$	$H_2O$	Eau
$p$	Pression, bar	<i>Lat</i>	Latente
$\dot{Q}$	Flux de chaleur, W	<i>Liq</i>	Liquide
$T$	Température, °C	<i>LiBr</i>	Solution aqueuse de LiBr
$X$	Titre massique	<i>M</i>	Massique
Symboles grecs		<i>Max</i>	Maximal
$\varepsilon$	Efficacité	<i>Sens</i>	Sensible
Indices et exposants		<i>sor</i>	Sortie
<i>Cond</i>	Condenseur	<i>th</i>	Thermique
<i>Des</i>	Désorbeur	<i>Vap</i>	Vapeur

## 1. Introduction

Les systèmes à absorption permettent de valoriser les sources d'énergie thermique comme l'énergie solaire, ou la chaleur fatale perdue dans l'industrie. Le ratio important volume/puissance constitue un facteur limitant de ces machines : système de climatisation classique par compression mécanique offre un ratio volume/puissance froide de 0.02 m<sup>3</sup>/kW contre un ratio volume/puissance froide de 0.04 m<sup>3</sup>/kW pour les machines à absorption [1]. Le volume de ces systèmes à absorption est lié directement à la technologie des échangeurs utilisés. La présente étude porte sur le développement d'un désorbeur compact pour ce type de machines. Deux types de désorbeur sont principalement utilisés : les désorbeurs noyés et les désorbeurs à films ruisselants ([2] et [3]). Les désorbeurs noyés se composent généralement d'un réservoir de solution au sein duquel sont noyés des tubes traversés par le fluide caloporteur. Des désorbeurs à tubes et films ruisselants mettant en œuvre des faisceaux de tubes horizontaux ou des tubes spiralés traversés par un fluide caloporteur sur lesquels ruisselle la solution ont été étudiés par Lazcano ([4] et [5]). Le débit massique de la solution

résulte d'un compromis entre le mouillage des tubes et l'épaisseur des films liquides. Différentes géométries de générateurs à plaques et à films ruisselants se sont également développées. Hu et al [6] ont proposé un désorbeur à plaques et films ruisselants doté d'un système de redistribution de l'écoulement le long de la plaque mettant en œuvre des obstacles de forme hémicylindriques. Mortazavi et al [7] ont travaillé sur une architecture à plaques ailetées permettant une bonne distribution du fluide sur la plaque et donc de faibles épaisseurs de films. Le brassage régulier de la solution permet d'intensifier les transferts et ce de manière d'autant plus importante que le débit augmente. La transition vers l'ébullition nucléée apparaît pour des surchauffes de l'ordre de 10°C. Yan et al [8] proposent des désorbeurs à vortex et films ruisselants de forme cyclonique pour faire baisser la pression de travail et donc restituer la vapeur d'eau avec un faible coût énergétique. De nouvelles générations de désorbeurs compacts pour les applications de rafraîchissement des ambiances de petite puissance (résidence individuelle, automobile...) mettant en œuvre des échangeurs à membranes hydrophobes ou des échangeurs à plaques qui se sont développés ces dernières années. Les échangeurs à membranes apparaissent particulièrement intéressants en présence de vibrations ou pour les applications mobiles sujettes à des accélérations pour contenir les fluides comme le proposent Joo et al [9] pour une application automobile. Cependant ces échangeurs présentent des performances limitées ([10] et [11]). Leurs utilisations restent envisageables pour les unités de refroidissement de faible puissance, ou bien pour les systèmes de purification d'eau couplés aux systèmes à absorption. Pour ce qui est des désorbeurs à plaques connus pour leurs grandes compacités, une des principales limitations concerne l'impact de la pression hydrostatique et des pertes de charges sur la température de saturation et donc sur les performances du désorbeur aux basses températures ([1], [12]).

La présente étude porte sur la caractérisation expérimentale d'un désorbeur à plaques compact à très faible colonne de liquide pour une application automobile permettant de surmonter les problèmes rencontrés dans la littérature. Le désorbeur est constitué de plaques traversées alternativement par la solution saline et le fluide caloporteur. La solution diluée issue de l'absorbeur circule à la base de l'échangeur ; sous l'apport de chaleur des plaques chauffantes, elle génère de la vapeur et se concentre avant de retourner vers l'échangeur intermédiaire puis l'absorbeur. La vapeur générée est évacuée en partie haute du désorbeur avant de rejoindre le condenseur. Le désorbeur est étudié au moyen d'un banc d'essai spécifique développé pour les besoins de l'étude. Un soin particulier est apporté à l'instrumentation de sorte à pouvoir recouper les différentes mesures. Des visualisations par caméra rapide sont mises en œuvre pour étudier les risques de projection et d'entraînement de gouttelettes de bromure de lithium dans l'écoulement vapeur.

## **2. Banc d'essais désorption / condensation**

### **2.1 Description du banc d'essais**

Le banc d'essai présenté dans la Figure 1 a été développé dans le but de caractériser expérimentalement le désorbeur. Le banc d'essai représente la partie à haute pression d'une machine à absorption classique simple effet, avec un désorbeur et un condenseur comme éléments principaux. La solution diluée issue du réservoir est acheminée vers le désorbeur après avoir été chauffée à la température désirée par un préchauffeur (Heater 3kW). Elle est portée à ébullition au sein du désorbeur par l'intermédiaire du fluide caloporteur issu de la chaudière électrique de 6 kW. La solution concentrée à la sortie du désorbeur est refroidie (cooler 2 kW) avant son entrée dans le réservoir pour éviter tout risque de désorption de vapeur à ce niveau. La vapeur d'eau désorbée est acheminée vers le condenseur à plaques refroidi par le fluide caloporteur issu d'un refroidisseur de 5 kW (le circuit de refroidissement

dispose d'un réservoir de fluide et d'une vanne trois voies afin de réguler avec précision la température de condensation). Les condensats s'écoulent soit vers un réservoir d'eau, soit directement dans le réservoir de la solution, en fonction de la concentration désirée à l'entrée du désorbeur. La chaudière électrique de 6 kW alimente également un échangeur de chaleur implanté à la base du réservoir de solution lors du démarrage des essais afin d'atteindre la température désirée. Le banc d'essai dispose d'un piège à incondensables alimenté par le refroidisseur de 5 kW. Les débits de solution, des fluides caloporteurs chaud et froid sont fixés par trois pompes de circulation situées respectivement à la sortie du réservoir de la solution, entre la chaudière électrique et le désorbeur, et entre l'unité froide et le condenseur.

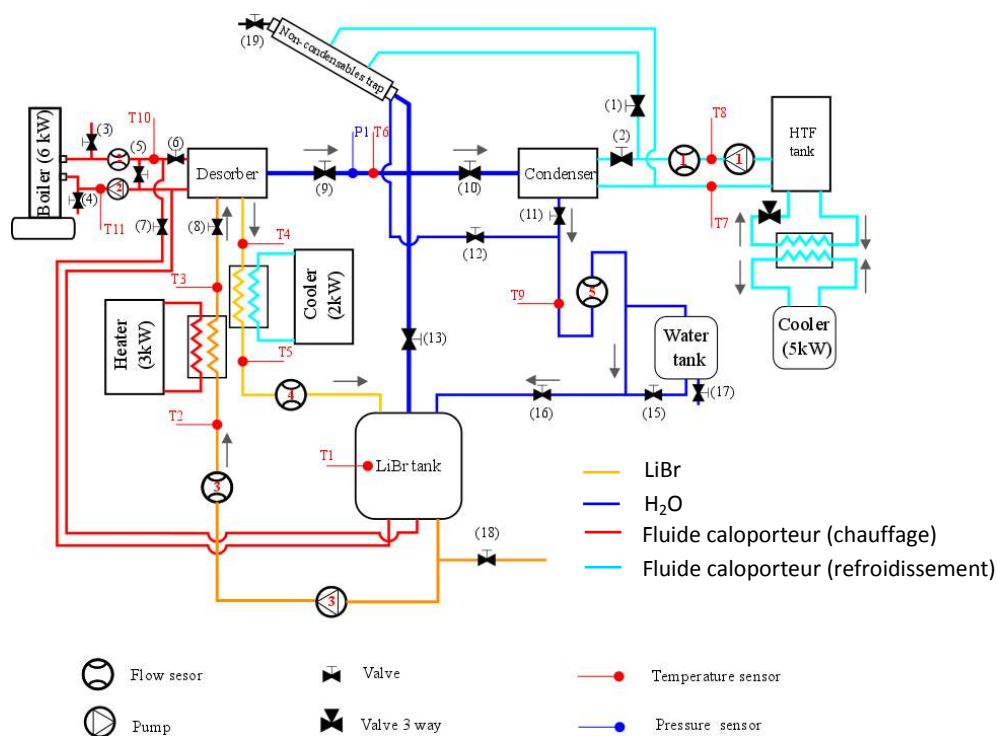


Figure 1 : Banc d'essai désorption/condensation

## 2.2 Instrumentation et acquisition

Le positionnement des capteurs de mesure est représenté dans la Figure 1. Le banc d'essai est équipé de 9 capteurs de température, un capteur de pression et trois débitmètres. Les capteurs de température sont placés aux bornes de chaque composant du circuit. Deux débitmètres Coriolis ont été installés en amont (KROHNR OPTIMASS 6400 C) et en aval (S10Micro Motion F025S) du désorbeur. Un troisième débitmètre Coriolis (Micro Motion CMFS010M) est installé à la sortie du condenseur pour mesurer les débits de condensat. Le capteur de pression est positionné entre le désorbeur et le condenseur au niveau du circuit de vapeur d'eau. La centrale d'acquisition (Keysight 34972A) utilisée sur le banc d'essai est pilotée par un programme LabView. Les incertitudes de mesures expérimentales sont regroupées dans le Tableau 1.

Capteurs	Incertitudes +/-
Thermocouples type K	0.25 °C
JUMO dTRANS P20	0.7 mbar
Coriolis Micro Motion F025S	0.15 %
Coriolis KROHNR OPTIMASS 6400 C S10	0.03 %
Coriolis Micro Motion CMFS010M	0.1 %

Tableau 1 : Incertitude des capteurs

## 2.3 Essais réalisés

Nous avons identifié trois paramètres de fonctionnement principaux (hormis la température du fluide caloporteur) influençant la performance du désorbeur :

- La surchauffe de la solution à l'entrée du désorbeur.
- Le débit massique de la solution à l'entrée du désorbeur.
- La configuration co-courant ou contre-courant du désorbeur.

Le tableau 2 regroupe les essais effectués avec la variation des paramètres d'influences.

Essais	Co-courant					Contre-courant	
	1	2	3	4	5	6	7
$T_{Cond}^{htf}$	35	35	35	35	35	35	35
$\dot{m}_{LiBr\_Des}^{ent}$	1	1	1	<b>0.83</b>	<b>0.66</b>	<b>0.83</b>	<b>0.66</b>
$\dot{m}_{nominal}$							
$X_{LiBr\_Des}^{ent}$ (%)	60	60	60	60	60	60	60
$T_{LiBr\_Des}^{ent} - T_{sat}$ (°C)	0	<b>3</b>	<b>-3</b>	0	0	0	0

Tableau 2 : *Planning d'essais*

## 3. Exploitation des résultats

### 3.1 Détermination du débit massique de la vapeur d'eau désorbée

L'estimation du débit massique de vapeur d'eau désorbée/condensée peut être effectuée par 4 méthodes différentes :

- Mesure directe à l'aide du débitmètre situé à la sortie du condenseur.

$$\dot{m}_{Vap\_Des} = \dot{m}_{liq\_Cond} \quad (1)$$

- Bilan d'espèce aux bornes du désorbeur.

$$\dot{m}_{LiBr}^{ent} X_{LiBr}^{ent} = \dot{m}_{LiBr}^{sor} X_{LiBr}^{sor} \quad (2)$$

$$\dot{m}_{LiBr}^{ent} = \dot{m}_{LiBr}^{sor} + \dot{m}_{Vap\_Des} \quad (3)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Des} = \frac{\dot{m}_{LiBr}^{ent} (X_{LiBr}^{sor} - X_{LiBr}^{ent})}{X_{LiBr}^{sor}} \quad (4)$$

- Bilan d'énergie au niveau du condenseur

$$\dot{m}_{htf\_Cond}^{ent} C_{p_{htf}} (T_7 - T_8) = \dot{Q}_{Cond}^{htf} \quad (5)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Cond} = \frac{\dot{Q}_{Cond}^{htf}}{(h_{Vap}^{ent} - h_{Liq}^{sor})} \quad (6)$$

- Bilan d'énergie aux bornes du désorbeur

$$\dot{m}_{htf\_Des}^{ent} C_{p_{htf}} (T_{10} - T_{11}) = \dot{Q}_{Des}^{htf} \quad (7)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Des} = \frac{\dot{m}_{LiBr}^{ent} (h_{LiBr}^{ent} - h_{LiBr}^{sor}) + \dot{Q}_{Des}^{htf}}{h_{Vap} - h_{LiBr}^{sor}} \quad (8)$$



$\dot{Q}_{Des}^{htf}$  et  $\dot{Q}_{Cond}^{htf}$  sont les flux de chaleur reçu et cédé respectivement par le désorbeur et le condenseur. Nous avons calculé l'incertitude de chaque méthode (équations 1, 4, 6 et 8). Leurs valeurs sont respectivement de 0.1%, 6%, 4.5% et 8%. La mesure avec le débitmètre présente la meilleure précision. De petites fluctuations de pression au niveau de la cuve aval (LiBr tank) impactent le débit mesuré conduisant à des oscillations de ce dernier. Pour filtrer ces oscillations, il est nécessaire de moyenner les mesures sur 25 points d'acquisition. Pour les très faibles valeurs de débits ( $\dot{m}_{liq\_Cond} < 2 \text{ kg/h}$ ) l'incertitude de mesure du débitmètre augmente sensiblement, nécessitant de calculer les débits à l'aide d'une autre méthode : le bilan d'énergie au niveau du condenseur. Les propriétés physiques de la solution saline et de l'eau (liquide et vapeur) sont calculées en utilisant les corrélations dérivées de l'énergie libre de Gibbs présentées par Yuan et al [13].

### 3.2 Efficacité massique du désorbeur

La caractérisation expérimentale du désorbeur à plaques vise à alimenter un modèle décrivant le comportement instationnaire de la machine à absorption [14]. Les limitations des composants sont prises en compte au travers de leurs efficacités. L'efficacité thermique d'un échangeur de chaleur est définie comme le ratio entre le flux de chaleur transféré et le flux de chaleur maximale transférable :

$$\varepsilon_{th} = \frac{\dot{Q}_{th}}{\dot{Q}_{th}^{Max}} \quad (9)$$

Le flux de chaleur maximal transféré est calculé en considérant un échangeur infiniment long fonctionnant à contre-courant. Cette définition de l'efficacité trouve rapidement ses limites dès lors que les échangeurs sont le siège de transferts de masse gouvernés par l'état des fluides comme c'est le cas au niveau du désorbeur. Il est alors nécessaire de définir une efficacité massique, qui correspond au ratio entre le débit de vapeur transférée et le débit de vapeur maximale transférable. Dans le cas d'un désorbeur, cette efficacité est donnée par :

$$\varepsilon_{m\_Des} = \frac{\dot{m}_{vap\_Des}}{\dot{m}_{vap\_Des}^{Max}} \quad (10)$$

Le débit de vapeur maximal désorbé est calculé en considérant un échangeur infiniment long fonctionnant à contre-courant. Dans notre étude, le fluide limitant est la solution (en présence d'un échangeur infiniment long, le fluide caloporteur impose sa température à la solution). La concentration maximale que peut atteindre la solution en sortie du désorbeur et le débit maximal de vapeur désorbé sont donnés par les équations 11 et 12.

$$X_{Max} = X(T_{htf}^{ent}, p_{Des/Cond}) \quad (11)$$

$$\dot{m}_{vap\_Des}^{Max} = \frac{(X_{Max} - X_{Des}^{ent}) \dot{m}_{LiBr\_Des}^{ent}}{X_{Max}} \quad (12)$$

### 3.3 Bilans de masse et d'énergie

Sur le banc d'essai, les débits massiques imposés par les pompes sont supposés constants. Suivant le schéma décrit dans la Figure 1, les bilans de masse, d'espèce et d'énergie appliqués au désorbeur sont donnés respectivement par les équations (3), (2) et (8). La quantité d'énergie transférée à la solution saline est déterminée à partir de l'équation (7). Nous avons dissocié le flux de chaleur fourni au désorbeur  $\dot{Q}_{Des}^{htf}$  en deux parties, une part sensible (part

d'énergie utilisée pour amener la solution à saturation) et une part latente (part d'énergie utilisée pour le changement de phase (désorption)) afin d'aider à l'interprétation des résultats.

$$\dot{Q}_{Tot} = \dot{Q}_{Sens} + \dot{Q}_{Lat} \quad (13)$$

$$\dot{Q}_{Sens} = \dot{m}_{LiBr}^{ent} (h_{LiBr}^{sor} - h_{LiBr}^{ent}) \quad (14)$$

$$\dot{Q}_{Lat} = \dot{m}_{Vap\_Des} (h_{Vap} - h_{LiBr}^{sor}) \quad (15)$$

#### 4. Résultats et discussion

Les résultats obtenus lors des 7 essais mentionnés dans le tableau 2 sont présentés sur les figures 2 à 5. Nous avons fait le choix de présenter la performance du désorbeur au travers de son efficacité massique en fonction de l'écart maximal entre la température du fluide caloporteur et la température de saturation de la solution à l'entrée du désorbeur  $\Delta T_{sat\_max}$  :

$$\Delta T_{Sat\_Max} = T_{hjf\_Des}^{ent} - T_{Sat\_LiBr}^{ent} \quad (16)$$

De manière générale et tout comme en ébullition libre, l'efficacité du désorbeur augmente avec la température de paroi (ébullition nucléée et à bulles coalescées) avant de saturer pour des surchauffes supérieures à 15°C (développement de zones d'assèchement) (Figures 2 à 4). Une surchauffe minimum voisine de 3 degrés apparaît nécessaire pour déclencher l'ébullition et permettre au désorbeur de bien fonctionner. 3 phénomènes impactent l'ébullition et les transferts thermiques : le confinement du fluide entre les plaques qui favorise le développement de films minces en paroi et intensifient ainsi les transferts. La diffusion des espèces qui limite la génération de vapeur en créant une résistance au transfert et en affectant la température d'équilibre à l'interface liquide-vapeur. Les faibles pressions de travail qui impactent le débit volumique de vapeur généré et ainsi la taille et la vitesse de croissance des bulles. L'ébullition confinée et à basse pression de la solution saline dans le désorbeur apparaît ainsi comme un phénomène complexe que l'on aborde dans le cadre de cette étude de manière globale au travers de la performance de l'échangeur.

Les influences du sous-refroidissement et de la surchauffe de la solution en entrée du désorbeur sur l'efficacité massique sont présentées sur la Figure 2. Les essais 1 et 2 présentent des comportements similaires, excepté à bas flux. La surchauffe de la solution en entrée du désorbeur (essai 2) intensifie la désorption aux faibles surchauffes de paroi en ne nécessitant pas de surchauffe au déclenchement de l'ébullition. La part de la puissance thermique utile au changement de phase (désorption) augmente avec la surchauffe de la solution en entrée excepté pour les surchauffes de paroi modérées pour les solutions surchauffées en entrée (figure 5). Dans le cas d'une solution sous-refroidie en entrée (essai 3), la chaleur nécessaire pour amener la solution à son état saturé et permettre ensuite d'amorcer la désorption (déclenchement de l'ébullition) pénalise l'efficacité massique du désorbeur à bas flux.

Le débit de solution apparaît n'avoir quasiment aucune influence sur l'efficacité du désorbeur en configuration co-courant (Figure 3). Le fluide caloporteur n'étant pas limitant, le débit maximal de vapeur désorbable est proportionnel au débit de solution traversant l'échangeur. Il en va ainsi de même avec le débit de vapeur désorbé dans la gamme de débit de solution étudié. La régulation de la puissance du désorbeur peut ainsi être facilement pilotée par le débit de solution le traversant.

Les performances du désorbeur en configurations co et contre-courant sont comparées sur la figure 4 pour des débits de solution à l'entrée du désorbeur identiques. Pour les faibles surchauffes, la configuration n'a que peu d'influence sur l'efficacité du désorbeur : L'efficacité est alors faible, et principalement gouvernée par les problèmes de déclenchement

de l'ébullition. Lorsque la surchauffe dépasse 5°C et que l'ébullition est développée, les essais à contre-courant présentent une efficacité massique plus élevée qu'en configuration co-courant. Il est à rappeler qu'en présence d'évaporateurs mettant en œuvre des fluides purs, les performances en configurations co et contre-courant sont quasi-similaires. Le fait que le desorbteur se rapproche du comportement d'un échangeur monophasique classique est à mettre en relation avec les effets de diffusion qui affectent la température de saturation de la solution. Contrairement au cas co-courant, l'efficacité de l'échangeur contre-courant augmente avec le débit de solution pour les surchauffes modérées à importantes des parois. Le développement de l'assèchement apparait dans cette configuration d'autant plus précoce que le débit est faible tout comme les essais en co-courant.

L'intensité des projections de gouttelettes de solution sous l'effet de l'explosion des bulles de vapeur, ainsi que l'efficacité du part-gouttelettes au-dessus des plaques a fait l'objet de campagnes de visualisations. Dans la configuration co-courant, les projections de gouttelettes au-dessus des plaques augmentent sensiblement avec la surchauffe de paroi (intensité de l'ébullition) et le débit de solution (augmentation du niveau de solution dans le desorbteur). Pour des débits de solutions supérieurs au débit nominal, des gouttelettes peuvent être entraînées au-delà du part-gouttelettes et être convoyées vers le condenseur. Si une telle situation se produisait dans le système, cela pourrait impacter ses performances. Aussi le débit de solution ne doit-il pas dépasser une valeur seuil. L'efficacité du desorbteur étant plus forte en configuration contre-courant, les projections de gouttelettes sont également plus intenses. Ainsi le débit maximal à ne pas dépasser pour les fortes surchauffes de paroi pour la configuration contre-courant est 10% plus faible que celui pour la configuration co-courant.

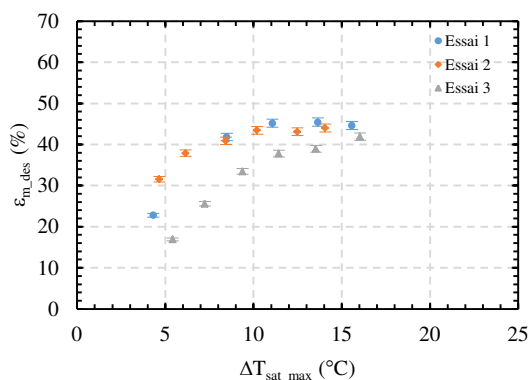


Figure 2 : Efficacité massique du desorbteur avec un changement de la température de la solution

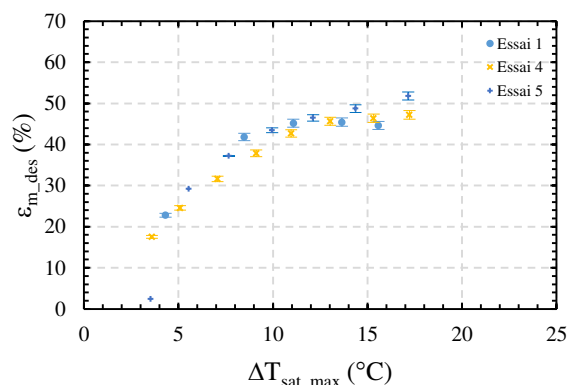


Figure 3 : Efficacité massique du desorbteur avec un changement du débit de la solution

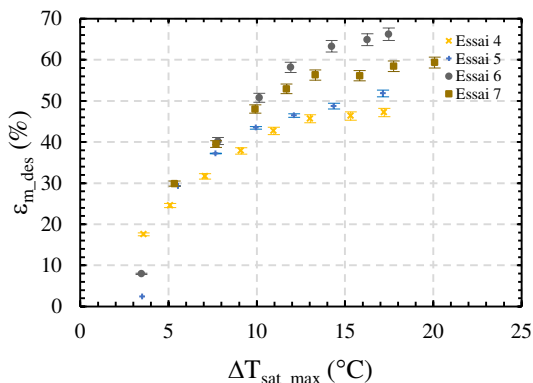


Figure 4 : Efficacité massique du desorbteur avec une configuration co-courant et contre-courant pour différents débits de la solution

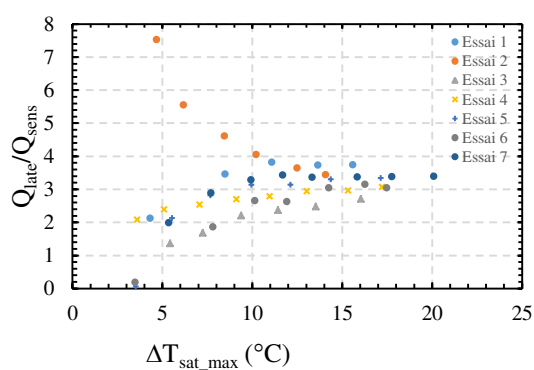


Figure 5 : Rapport entre la partie latente et la partie sensible de la puissance transmise au desorbteur

## 5. Conclusion

Cet article présente une caractérisation expérimentale d'un désorbeur compact à plaques, développé pour une application automobile. Les essais de caractérisation réalisés montrent l'influence importante de la surchauffe du fluide caloporteur sur l'efficacité de l'échangeur comme c'est le cas en ébullition libre. Contrairement aux évaporateurs mettant en œuvre des fluides purs les performances du désorbeur en configurations contre-courant sont sensiblement améliorées en configuration contre-courant. Ceci est attribué aux effets de diffusion qui affectent la température de saturation de la solution tout au long du parcours du fluide.

### Références :

- [1] N. Garcia-Hernando, J. A. Alemendros-Ibanez, G. Ruiz, M. de Vega, On the pressure drop in plate Heat Exchangers used as desorbers in absorption chillers, *Energy Conversion and Management* 52 (2011) 1520-1525.
- [2] R. Goulet, Development and analysis of an innovative evaporator/absorber for automotive absorption-based air conditioning systems: investigation on the simultaneous heat and mass Transfer, *PhD thesis*, INSA Lyon 2011.
- [3] H. OBAME MVE, Compréhension des écoulements optimisation des transferts de chaleur et de masse au sein d'une structure capillaire, *PhD thesis*, INSA Lyon 2014.
- [4] Y. Lazano-Véliz, J. Siqueros, D. Juarez-Romero, L. I. Morales, J. Torres-Merino, Analyze of effective wetting area of a horizontal generator for an absorption heat transformer, *Applied Thermal Engineering* 62 (2014) 845\_849.
- [5] Y. Lazano-Véliz, J. A. Hernandez, D. Juarez-Romero, A. Huicochea-Rodriguez, Improved of effective wetting area and film thickness on a concentric helical bank of a generator for an absorption heat transformer, *Applied Thermal Engineering* 106 (2016) 1319-1328.
- [6] T. Hu, X. Xie, Y. Jiang, Design and experimental study of a plate-type falling-film generator for a LiBr/H<sub>2</sub>O absorption heat pump, *International Journal of Refrigeration* 74 (2017) 304-312.
- [7] M. Mortazavi, M. Schmid, S. Moghaddam, Compact and efficient generator for low grade solar and heat driven absorption systems, *Applied Energy* 198 (2017) 173-179.
- [8] W. Yan, Y. Jian, M. ChongFang, Experimental research of novel vortex generator for solar absorption chiller, *Science in China Series E: Technological Sciences* (2009).
- [9] S. J. Hong, E. Hihara, C. Dang, Novel absorption refrigeration system with a hollow fiber membrane-based generator, *International Journal of Refrigeration* 67 (2016) 418-432.
- [10] J. Ibarra-Bahena, U. Dehesa-Carrasco, R. J. Romero, B. Rivas-Herrera, W. Rivera, Experimental assessment of hydrophobic membrane-based desorber/condenser with H<sub>2</sub>O/LiBr mixture for absorption systems, *Experimental Thermal and Fluid Science* 88 (2017) 145-159.
- [11] M. Venegas, M. de Vega, N. Garcia-Hernando, U. Ruiz-Rivas, Simplified model of a membrane-based rectangular micro-desorber for absorption chillers, *International Journal of Refrigeration* 71 (2016) 108-123.
- [12] M. Venegas, A. Zacarias, C. Vereda, A. Lecuona, R. Ventas, Subcooled and saturated boiling of ammonia-lithium nitrate solution in a plate-type generator for absorption machines, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012) 4914-4922.
- [13] Z. Yuan, K. E. Herolf, Thermodynamic properties of aqueous lithium bromide using a multiproperty free energy correlation, *HVAC&R Research* , July 2005.
- [14] M. Aiane, J. Ramousse, B. Stutz, M. Bouyaud, E. Boudard, Dynamic modeling of an automotive air-conditioning system by absorption, *International Sorption Heat Pump Conference 2017*, Aug. 7-10, 2017, Tokyo.

# A Stirling engine for hybrid vehicles applications

Steve DJETEL<sup>1</sup>, Wissam S. BOU NADER<sup>2</sup>, Sylvie BEGOT<sup>1\*</sup>, François LANZETTA<sup>1</sup>, Eric GAVIGNET<sup>1</sup>

<sup>1</sup>FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, ENERGIE Departement, 90000 Belfort, France

<sup>2</sup>Technical center of Vélizy, Groupe PSA, 78943 Vélizy, France

\*(Corresponding author: sylvie.begot@univ-fcomte.fr)

**Abstract** - This paper describes a Stirling Engine used as an Auxiliary Power Unit in a Series Hybrid Vehicle. Integration of the Stirling engine in the vehicle power train is described. Using a vehicle model, fuel consumption is compared between Stirling Engines and Spark ignition Engines. The results show that Stirling engines present good performances compared to internal combustion engines in the same configuration. Finally, the prototype design and first experimental results are presented.

## 1. Introduction

The spark-ignition and the diesel engine, both Internal Combustion Engines (ICE), are the only engines in widespread use in the world's automotive transportation systems. Internal combustion engines waste a large portion of the available fuel energy as heat loss via exhaust gas and most of car engines operate with an efficiency rate of about 30% [1]. In the 70's, the Department of Energy (DOE) and NASA started a research program, based on the Philips historical technology [2], with the initial objective of developing Stirling alternative automotive heat engines with significantly reduced exhaust emissions [3]. Nowadays, the need of alternative propulsion systems with substantially improved fuel economy and adaptability to various fuels (such as solid fuels or bio-fuels) contributes to the development of external combustion machines such as Stirling engines. Moreover, Series Hybrid Electric Vehicles use the thermal energy converter machine as an Auxiliary Power Units (APU) to refuel an electric battery, therefore the operation of the Stirling engine is kinematically decoupled from the vehicle dynamics. As a result, the control of the Stirling engine that was a difficulty in a conventional power train is much easier today with hybrid powertrains. The Stirling engine uses a continuous-flow combustor from which heat is transferred to a gaseous working fluid (hydrogen or helium or nitrogen) in a sealed mechanical system. The combustion system is external to the working fluid, in contrast to the combustion process in a spark-ignition engine, diesel or gas turbine, where the fuel and air are combusted under pressure and expanded directly to produce work [4-5]. The Stirling technology is interesting for two major reasons: (1) the theoretical thermodynamic efficiency is limited only to the Carnot efficiency, the maximum obtainable by any heat engine operating between the same maximum and minimum working fluid temperatures and (2) the continuous-flow combustion process is much more controlled than in intermittent internal combustion systems, so that emissions can be limited without degrading engine performance. The continuous combustion also eliminates one of the major sources of noise and vibration found in the ICE [6].

## 2. Stirling engines

A Stirling engine operates with a closed cycle. In its theoretical cycle (Fig. 1), the working fluid is compressed at the lowest constant temperature  $T_L$  (1-2) and  $Q_L$  is the heat rejected. The fluid is heated at constant volume (2-3) by the heat  $Q_R$  stored in the regenerator. The expansion work at constant temperature (3-4) is generated by the external supplied heat  $Q_H$  to the gas at the highest temperature  $T_H$ . Finally, the fluid is cooled from  $T_H$  to  $T_L$  and the corresponding

heat is stored in the regenerator during the process at constant volume (4-1). Both isochoric processes take place into a porous heat exchanger called the regenerator [4-5] whose efficiency is a key point of Stirling engine performances. In motor operation, heat is provided to the engine during the expansion stage (3-4) and rejected to the cold sink in the compression stage (1-2). The engines use two pistons: a piston dedicated to shaft work, and a displacer piston dedicated to the transfer of the gas between the compression and expansion spaces. Several mechanical arrangements are possible for the pistons and cylinders. In this work, a Beta engine where both pistons are in the same cylinder is considered (Fig. 2). With a crankshaft mechanical link, in motor operation the power piston lags the displacer with an angle of  $90^\circ$ .

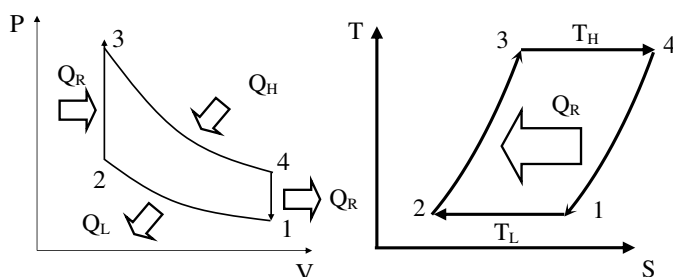


Figure 1: Theoretical Stirling cycle (PV and TS diagrams)

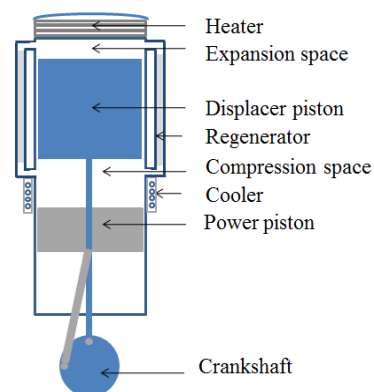


Figure 2. Beta Stirling engine scheme

### 3. Hybrid Vehicle Model

#### 3.1. Powertrains setup, components sizing and energy management strategy

In order to evaluate the benefits of the Stirling machine in terms of fuel savings compared to ICE, a medium-class series hybrid electric vehicle (SHEV), consisting of a Stirling-APU and an electric powertrain is modelled and presented in this section. SHEV combines a thermal and an electric powertrain in a series energy-flow arrangement, as illustrated in Fig. 3. The thermal powertrain consists of a Stirling or ICE energy converter and an electric generator, and is referred to as Auxiliary Power Unit (APU). The APU is used to recharge the battery once depleted, and the electric powertrain provides the necessary power to overcome the driving load. Consequently, the APU operating speed is kinematically decoupled from the vehicle velocity, and the energy converter operating point is easily controllable to meet its best efficiency. This configuration presents the advantage of tackling one of the main problematics of Stirling-systems in automotive applications, the machine controllability complexity under transient load [9]. On one side, the Stirling operates in an SHEV at steady power corresponding to the optimum efficiency, which is higher than the maximum efficiency of ICE. On the other side, the vehicle is propelled by an electric motor, powered by a battery and/or the APU, and properly sized to ensure the vehicle acceleration and velocity performance without deficiency.

The powertrain modelling, sizing and equations are presented in [10]. The electric traction motor is sized in order to ensure similar performance to a medium class hybrid vehicle, with maximum speed of  $160 \text{ km.h}^{-1}$  and acceleration from  $0\text{-}100 \text{ km.h}^{-1}$  in 9.6 s. Consequently, a 80 kW traction power electric machine is selected. The APU is used to ensure the battery sustainability under all driving conditions. Hence, the Stirling and the electric generator are sized taking into consideration urban stop-and-go patterns and highway-driving patterns. The urban stop-and-go patterns are represented in this study by the WLTC (Worldwide Harmonized Light Vehicles Test Cycle). The highway-driving pattern is emulated as driving for a long

distance at the maximum velocity of  $160 \text{ km}\cdot\text{h}^{-1}$ . Consequently, 40 kW are required to propel the vehicle at maximum speed on highway compared to 10.4 kW for the WLTC urban-patterns. Since the highway driving can be achieved by the 80 kW electric motor, a 12 kW mechanical Stirling machine is then considered, to ensure the sustainable driving on WLTC without battery needs, while considering the powertrain losses.

Concerning the battery sizing, power and capacity have to be considered. Under any driving conditions, the battery must provide sufficient traction power, with the support of the APU under extreme power demand. Consequently, battery maximum power is sized with respect to the electric motor maximum power and the APU power. A 78 kW battery is then selected.

As for the capacity, three different values of 5, 10 and 20 kWh are considered in the analysis in order to assess the impact of the battery size on improving fuel consumption. The additional battery mass is taken into account and values were retrieved from [10].

Based on the above, Table 1 summarizes the vehicle parameters needed for modelling the SHEV. Note that longitudinal dynamics of the chassis are considered on flat roads and the mass of the Stirling machine is considered equal to the mass of the ICE accessories since plenty of works were done to reduce the mass and size of Stirling engines [9].

Two distinct controllers are considered in the model as illustrated in Fig. 3: the vehicle controller and the APU controller. The vehicle controller is in charge of meeting the driver request in terms of performance by controlling the electric motor power. The APU controller monitors the battery SOC; thus, it controls the APU operations in order to maintain the SOC in the desired range. Therefore, an on/off variable  $u(t)$  is considered in order to control the APU start operations. The voltage  $u(t)$  takes the value of 0 for APU-off and 1 for APU-on. The dynamic programming (DP), described in [11-12], is considered in this study in order to provide the global optimal strategy to control the APU operations. It decides on the optimal strategy  $U_{\text{opt}} = \{u(1), \dots, u(N)\}_{\text{opt}}$  for the scheduled route at each instant  $t$  while minimizing the fuel cost function. The generic DP function presented in [13] is considered in this study, with the battery SOC as state variable  $x(t)$  and the APU operations as control variable  $u(t)$ .

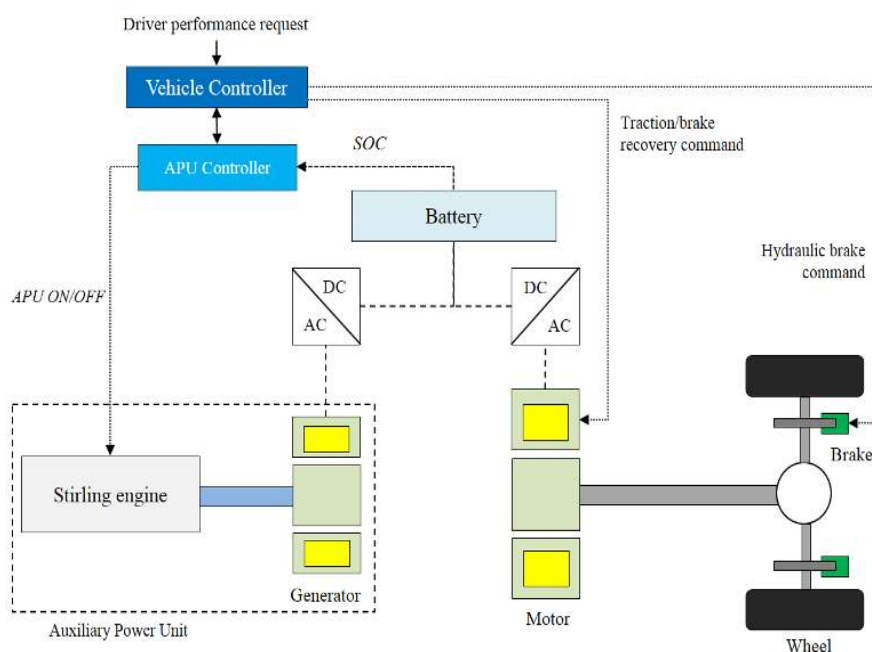


Figure 3. Stirling APU on Serial Hybrid Electric Vehicles



Vehicle specifications	Symbol	Unit	Value
Vehicle mass (includ. driver)	$M_v$	kg	1210
Frontal area	$S$	m <sup>2</sup>	2.17
Drag coefficient	$C_x$	-	0.29
Wheel friction coefficient	$f_r$	-	0.0106
Air density	$\rho$	kg.m <sup>-3</sup>	1.205
Wheel radius	$R_w$	m	0.307
Auxiliaries consumption	$P_{aux}$	W	750
Battery maximum power	$P_{b\ max}$	kW	78
Battery capacity	$C_b$	kWh	5, 10, 20
Battery mass	$M_b$	kg	188, 259, 356
Battery state of charge	$SOC$	-	[0.4, 0.6, 0.8, 1]
Battery open circuit voltage	$V_{oc}$	V	[224, 227, 228, 251]
Battery internal resistance	$R_i$	$\Omega$	[0.31, 0.31, 0.335, 0.385]
Stirling system	$P_{STI}$	kW	12
Stirling efficiency	$\eta_{STI}$	%	39
ICE power	$P_{ICE}$	kW	97
ICE max efficiency	$\eta_{ICE}$	%	36
Generator maximum power	$P_g$	kW	12
Generator maximum efficiency	$\eta_g$	%	95
Motor maximum power	$P_m$	kW	80
Motor maximum efficiency	$\eta_m$	%	93
Transmission ratio	$i$	-	5.4
Transmission efficiency	$\eta_t$	%	97
Vehicle total mass	$M_t$	kg	$M_v + M_b$
Fuel heating value	$H_v$	MJ.kg <sup>-1</sup>	42.5

Table 1: Stirling APU on Serial Hybrid Electric Vehicles.

### 3.2. Results and discussion

Two different SHEV configurations are compared in this section: the suggested Stirling-APU and a reference ICE-APU. The Stirling-APU is designed to operate at its optimal operating point and delivers 12 kW of mechanical power. The ICE-APU uses a 1.2 liters spark ignition engine with maximum efficiency of 36 %. During APU operations, the ICE is allowed to operate at any point of its torque-speed map. For both engines, gasoline is the fuel used, and the simulations are performed on a sequence of one to five-repeated WLTC driving cycles (23 km each), covering driving distances up to 115 km. The potential of fuel savings of Stirling-APU compared to the ICE-APU is carried out simulating the behavior of plug-in hybrids electric vehicles, with the option of battery charging from the grid. Simulations are performed at an initial SOC of 80 % and a final SOC by the end of the trip at 30 %. Fig. 5 shows the energy converters operation for both Stirling and ICE on plug-in SHEVs powertrains on three repeated WLTC with 10 kWh battery capacity. Stirling with lower power, operates at 56 % of time and deliver a constant mechanical power of 12 kW compared to 22.5 % of time for the ICE with an average power of 19 kW.

Fig. 6 highlights the potential of increasing the battery capacity on reducing the fuel consumption for both Stirling-APU and ICE-APU. Two conclusions are drawn out of this figure: large battery capacities rely more on electric energy and induce lower fuel consumption, higher fuel consumption is observed in the ICE-APU SHEV model compared to Stirling-APU.



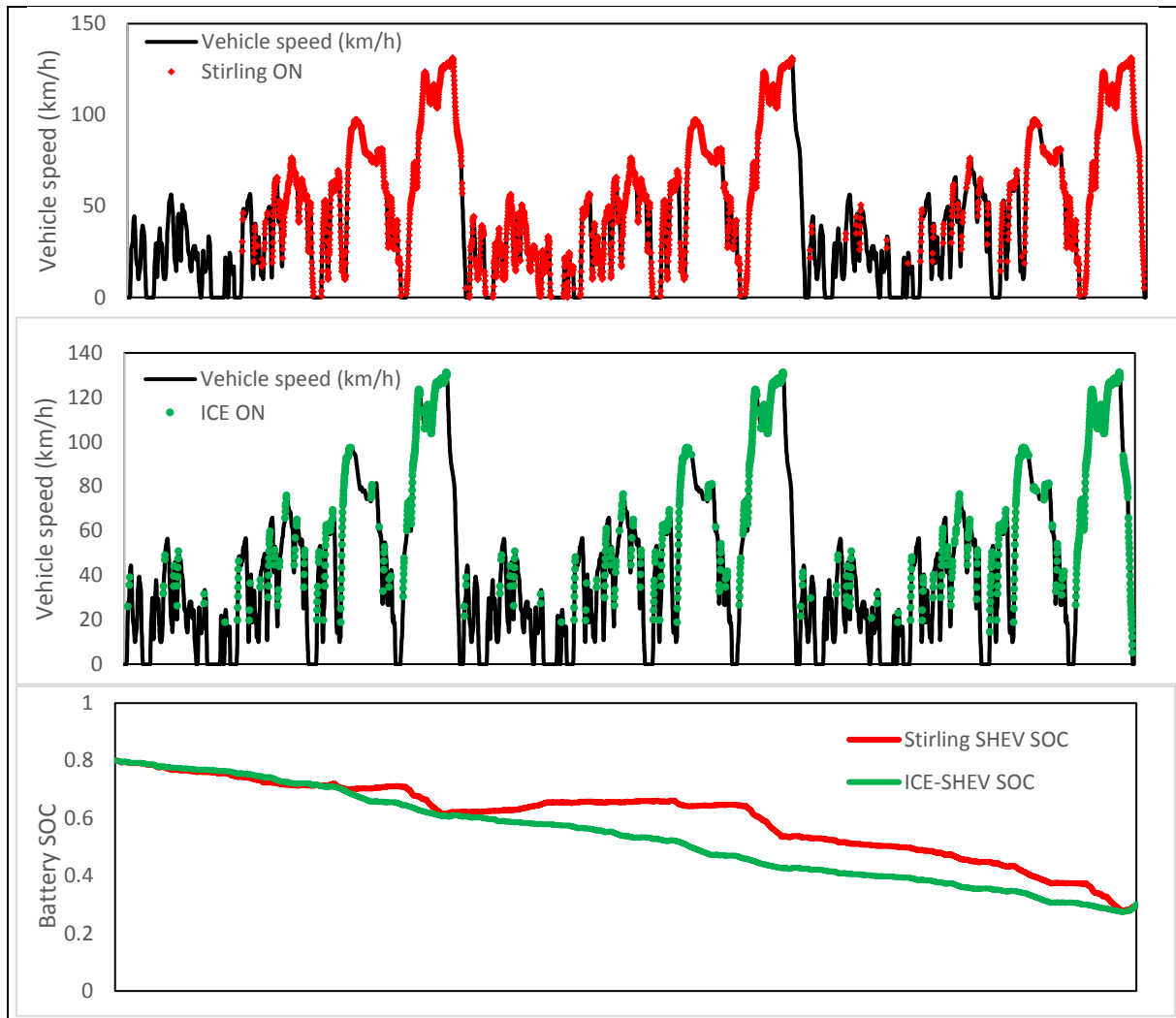


Figure 5: APU operation and battery SOC results

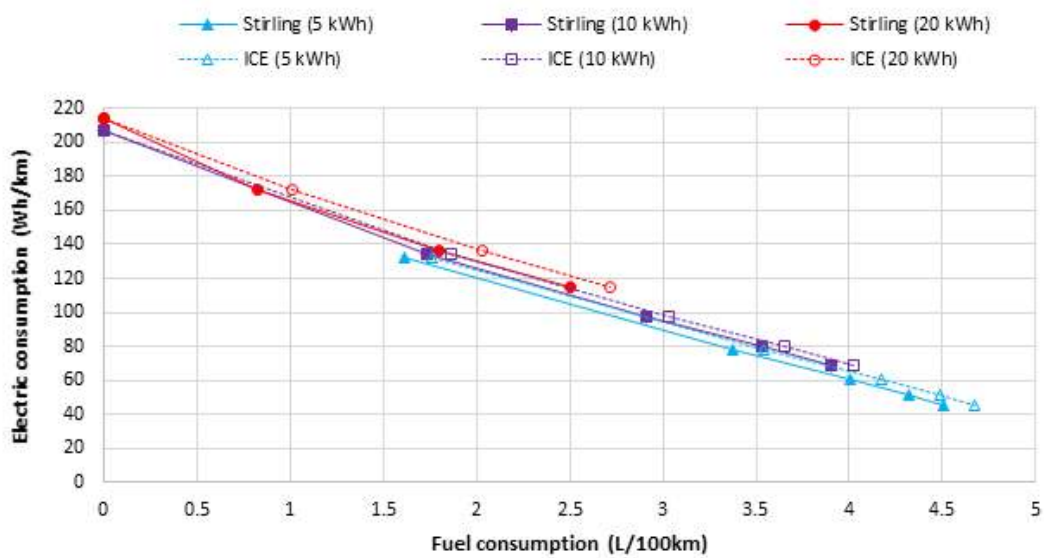


Figure 6. Battery and fuel energy trade-off for the plug-in configuration on one to five-repeated WLTC, under the three investigated battery capacities.

## 4. STIRLING ENGINE PROTOTYPE

### 4.1. Design

The prototype and the test bench are presented in Fig.7. The schematic of the engine is a Beta configuration (Fig. 2). The rated power of the engine is 10 kW, the rated pressure is 60 bar. It operates between a hot source at 950 K and a cold sink of about 300 K. The gas used is nitrogen. The prototype main characteristics are presented in Table 2. In the experimental campaign, the heat source is a gas heater. The engine is water-cooled. The shaft is linked to an electric motor and a power electronics converter. The instrumentation includes different sensors: temperature sensors (expansion and compression spaces, cooling circuit), pressure sensors (expansion and compression spaces), and a torque and rotational speed sensor.

Engine characteristics	Symbol	Unit	Typ. Value
Hot temperature	$T_h$	K	950
Cold temperature	$T_c$	K	300
Pressure	$p$	Pa	$60 \times 10^5$
Gas constant	$r_g$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	296.8 ( $\text{N}_2$ )
Frequency	$f$	Hz	50
Power piston diameter	$d$	m	$10^{-1}$
Compression swept volume	$V_{swc}$	$\text{m}^3$	$4.5 \times 10^{-4}$

Table 2 : Prototype Stirling engine characteristics

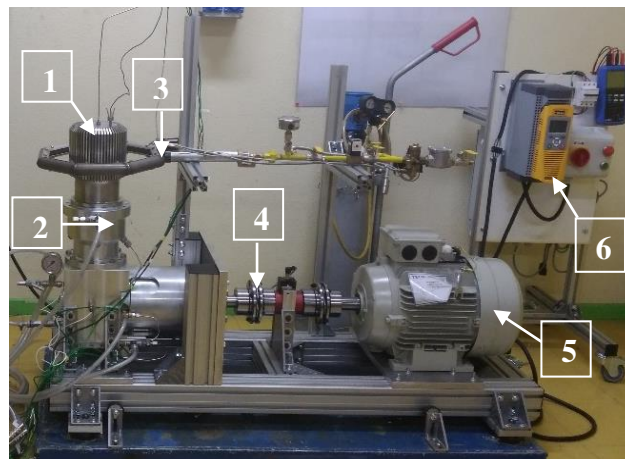


Figure 7 : Stirling engine prototype: 1 expansion space, 2 compression space, 3 gas heater, 4 shaft, 5 electrical engine, 6 power electronics converter

### 4.2. First results

In this first experimental phase, the engine is powered through the electric engine and therefore operated as a heat pump. The pressure and the rotational speed are kept at lower values than the nominal ones in this first campaign. The pressure variation in the expansion and compression spaces are plotted in Fig. 8. We observe a periodic variation of about 20 % around the engine mean pressure. The compression ratio is rather low, this is characteristic in Stirling engines because they operate on a closed cycle. The discrepancy between the values in the compression and expansion spaces are due to pressure losses in the three heat exchangers. The regenerator usually is the major contributor to these pressures losses.

The torque and rotational speed are presented in Fig. 9 and Fig. 10. The curves also present a periodic variation with an acyclism characteristic of these engines. We observe that the torque reaches its maximum value (110 Nm) in the compression phase. Consequently, the rotational speed is minimal (520 rpm) at this stage of the cycle. The torque is minimal (20 Nm) in the expansion stage. Between these two points, we observe a raise in the torque when the displacer piston speed changes of sign. The electric power, at a mean rotational speed of 560 rpm, is about 4 kW leading to a corresponding pressure of 18 bar.

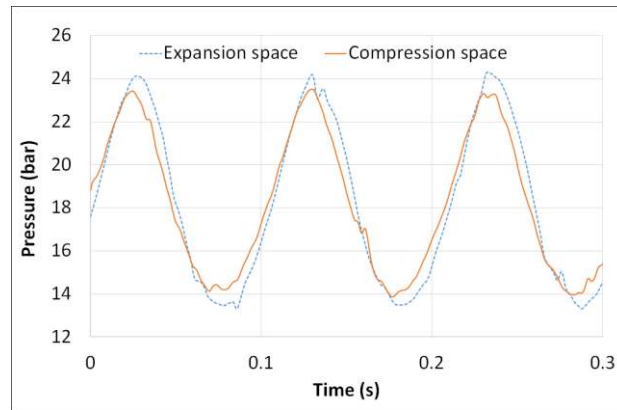


Figure 8: *Pressure variation in the engine*

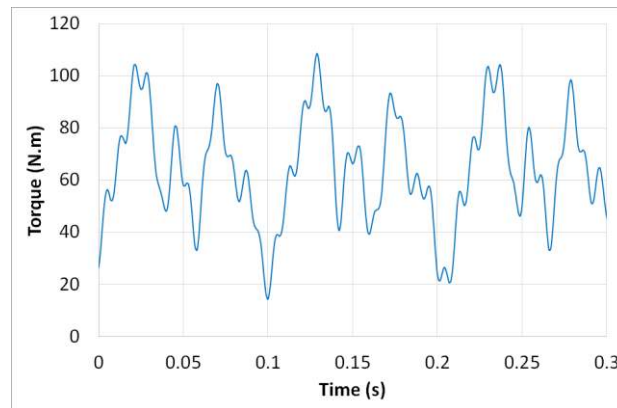


Figure 9: *Torque variation (at mean rotational speed  $N = 630$  rpm)*

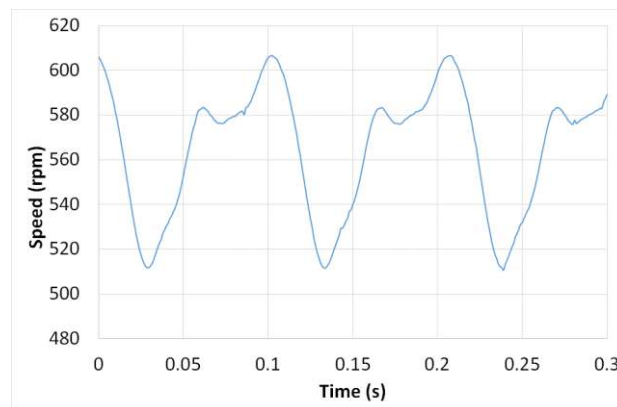


Figure 10: *Instantaneous rotational speed*

## 5. CONCLUSION

To address the need of developing alternative automobile powertrains, an APU for Series Hybrid Vehicles including a Stirling engine has been presented. Simulation results on driving cycles showed that Stirling APUs operate more continuously and present less fuel consumption when compared to a conventional ICE APU. The design and first experimental results of a prototype 10 kW Stirling engine prototype have been presented.

### References

- [1] J.G. Ruiz, “Waste Heat Recovery in Automobile Engines: Potential Solutions and Benefits”, Master of Science in Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, 2005.
- [2] R.J. Meijer, *The Philips thermal engine: Analysis of the rhombic drive mechanism and efficiency measurements*, 1960.
- [3] D.G. Beremand, R.K. Shaltens, “NASA/DOE Automotive Stirling Engine Project”, *NASA TM-87345*, 1986.
- [4] G. Walker, *Stirling engines*. Oxford: Clarendon Press; 1981.
- [5] G.T. Reader, C. Hooper, *Stirling Engines*. London New-York: E.&F.N.Spon, 1983.
- [6] K. Mollenhauer, K. Tschöke, *Handbook of Diesel engine*, Springer, 2010.
- [7] I. Urieli, D.M. Berchowitz, *Stirling Cycle Analysis*, Adam Hilger, Bristol, 1984
- [8] S. Bégot, G. Layes, F. Lanzetta, P. Nika, “Stability analysis of free piston Stirling engines”, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* vol. 61, n°3, pp. 1-16, 2013.
- [9] N. Nightingale, "Automotive Stirling Engine: Mod II Design Report", National Aeronautics and Space Administration, Lewis Research Center, *DOE/NASA/0032-28*, October 1986.
- [10] W. Bou Nader, C. Mansour, M. Nemer and O. Guezet, “Exergo-technological explicit methodology for gas-turbine system optimization for series hybrid electric vehicles”, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, 2017
- [11] C.J. Mansour, “Trip-based optimization methodology for a rule-based energy management strategy using a global optimization routine: The case of the Prius plug-in hybrid electric vehicle”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 230, no11, pp. 1529-1545, 2016.
- [12] C.J. Mansour and D. Clodic, “Optimized energy management control for the Toyota Hybrid System using dynamic programming on a predicted route with short computation time”, *International Journal of Automotive Technology*, vol 13, n°2, pp. 309–324, 2012.
- [13] O. Sundstrom and L. Guzzella, “A generic dynamic programming Matlab function”. *2009 IEEE Control Applications, (CCA) & Intelligent Control, (ISIC)*. St. Petersburg, 2009, pp. 1625-1630. doi: 10.1109/CCA.2009.5281131

### Acknowledgements

This work has been supported by the Région Bourgogne Franche-Comté.

# Protocole de vieillissement accéléré pour application solaire

Fabien DELALEUX\*, Vincent GUIHENEUF, Olivier RIOU, Pierre-Olivier LOGERAIS, Jean-Félix DURASTANTI

Laboratoire CERTES, Université Paris Est Créteil, IUT Sénart-Fontainebleau  
36 rue Georges Charpak – 77567 Lieusaint

\* (auteur correspondant : [fabien.delaleux@u-pec.fr](mailto:fabien.delaleux@u-pec.fr))

**Résumé** - La connaissance de l'évolution des performances d'un système solaire thermique ou photovoltaïque est primordiale. Les protocoles de vieillissement accéléré actuellement utilisés sont très souvent remis en cause par la communauté. Ainsi, l'objectif du travail présenté est de développer un ou des protocoles de vieillissement accéléré pour application solaire en tenant compte des diverses agressions climatiques classiques (chaleur, humidité, UV) et adaptables aux principaux climats (continental, désertique, humide etc...).

## Nomenclature

$A$  absorbance  
 $T$  transmittance  
 $R$  réflectivité

*Symboles grecs*  
 $\lambda$  longueur d'onde, nm

## 1. Introduction

Les technologies solaires thermique et photovoltaïque semblent aujourd'hui arrivées à maturité, avec des rendements initiaux globalement maîtrisés. Les premières installations réalisées il y a plus de 20 ans permettent d'avoir un recul certain sur leur utilisation et fiabilité. Cependant, la question de la durabilité de leurs performances est aujourd'hui plus que jamais posée, un système solaire étant soumis à diverses agressions environnementales (chaleur, humidité, rayonnement UV etc...). Cette question peut être en partie traitée en appliquant des protocoles de vieillissement accéléré. Aujourd'hui, la certification des performances des modules photovoltaïques est réalisée à l'aide d'un test dit de « Chaleur Humide » (Damp Heat) qui consiste à soumettre le module à une température de 85°C et un taux d'humidité de 85% pendant 1000 heures. Ce test a été développé par le NREL et est censé représenter un vieillissement naturel équivalent à 20 ans sous le climat de Miami. Mais ce test est remis en cause par plusieurs études (notamment par Wolgemuth, [1]) et par les travaux menés au sein même du laboratoire CERTES [2]. Certes, ce protocole est agressif pour les installations, mais l'équivalence vieillissement accéléré/ vieillissement naturel n'est pas démontrée expérimentalement.

D'autres protocoles de vieillissement accéléré comme l'irradiation aux rayons UV ou la combinaison de ces deux tests ont été réalisés, et ces derniers donnent des premiers résultats prometteurs. Il semble donc bien nécessaire de développer des protocoles de vieillissement accéléré fiables comme outil scientifique d'appui à la durabilité technico-économique des installations PV à petite ou grande échelle.

Notre étude portera sur l'évolution des propriétés optiques en transmission et réflexion du verre sodocalcique couramment utilisé dans les héliostats des centrales solaires à

concentration mais également pour le photovoltaïque. En effet, ce dernier représente la première couche du système, soumis aux agressions environnementales. Le comportement de ses propriétés optiques au cours du temps est donc primordial pour comprendre le phénomène de vieillissement du système global et l'évolution des performances associées (rendement de conversion thermique ou électrique).

## 2. Matériels et méthodes expérimentales

Le test de vieillissement accéléré sous chaleur humide est réalisé dans une chambre de simulation environnementale (MKF 240, Binder) permettant un contrôle précis des conditions climatiques (température et humidité). Des tests de chaleur humide et de cyclage thermique peuvent être réalisés grâce à des plages étendues en température ( $-40^{\circ}\text{C}$  à  $180^{\circ}\text{C}$ ) et en humidité (10 % h.r. à 98 % h.r.). Avec des dimensions de  $73 \times 70 \times 44 \text{ cm}^3$  et des uniformités en température et humidité de  $\pm 1^{\circ}\text{C}$  et de  $\pm 2,5 \%$  h.r., l'étude peut être aussi bien effectuée sur des modules PV entiers que sur des échantillons de petites tailles tels qu'une cellule PV seule et non encapsulée.

Le test de vieillissement accéléré sous UV se fait dans une enceinte spécifique (INVE 2000, Helios Quartz) équipée d'une lampe UV au mercure de 500 W et d'un porte-échantillon composé d'un plateau tournant en aluminium (diamètre de 30 cm) permettant d'homogénéiser le flux incident sur toute la surface. L'irradiation incidente est comprise entre  $[600 - 2000] \text{ W/m}^2$  selon la hauteur du plateau tournant et sur une plage de longueur d'onde comprise entre  $[250 - 400] \text{ nm}$ . La température de l'enceinte est réglée à l'aide d'une lampe infrarouge sur la plage  $[35 - 70] ^{\circ}\text{C}$  mais elle sera maintenue à  $50^{\circ}\text{C}$  durant les essais. La température standard d'un corps noir varie entre  $65^{\circ}\text{C}$  et  $90^{\circ}\text{C}$  selon la puissance de l'irradiation incidente. Cette température standard de corps noir constitue une limite maximale pour la température de surface de l'échantillon.

Les propriétés optiques telles que la transmittance  $T(\lambda)$ , la réflectance  $R(\lambda)$  et l'absorbance  $A(\lambda)$  sont obtenues à l'aide d'un spectrophotomètre sur une gamme de longueur d'onde allant de l'ultraviolet au proche infrarouge (200 à 1200 nm). L'équipement utilise un faisceau monochromatique comme source incidente et une sphère intégrante en Spectralon<sup>TM</sup> de 60 mm de diamètre pour mesurer le flux après interaction avec l'échantillon. La sphère intégrante se compose d'une sphère creuse avec deux ouvertures opposées et un revêtement intérieur à haut facteur de réflectivité. Un détecteur optique est intégré dans la sphère intégrante pour mesurer la quasi-totalité de rayonnement incident. L'incertitude standard associée à ce moyen de caractérisation est de 0.5% [3].

## 3. Résultats expérimentaux

### 3.1. Vieillissement naturel

La Figure 1 présente la transmittance et la réflectance sur la plage  $[300 - 1100] \text{ nm}$  de deux échantillons de verre sodocalcique de 2 mm d'épaisseur utilisés sur des héliostats de centrale solaire à concentration durant plus de 30 ans en environnement semi-aride [3]. L'un des échantillons a été exposé aux agressions extérieures durant 30 ans et le second (considéré non vieilli) a été protégé d'un ensoleillement direct.

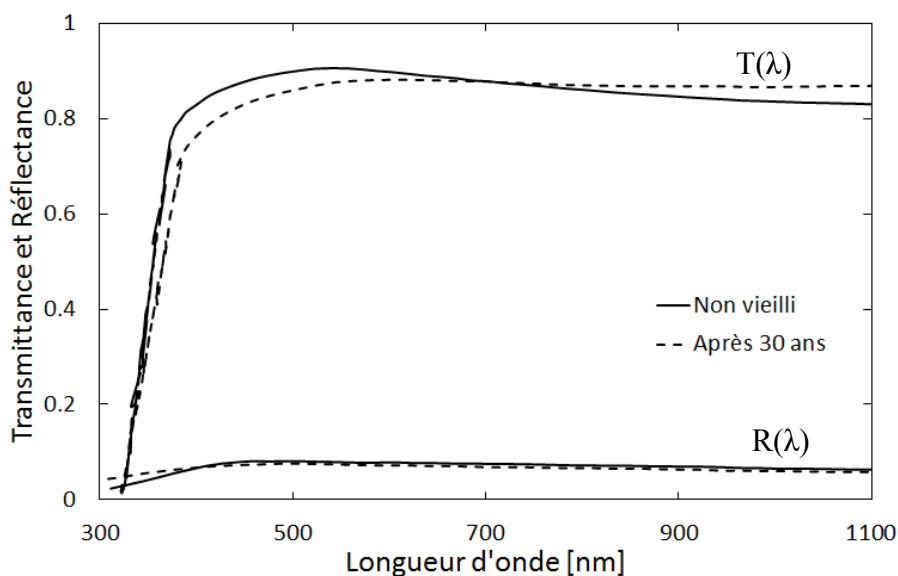


Figure 1 : *Transmittance et réflectance de verres non vieilli et exposé durant 30 ans à un vieillissement naturel [3].*

On constate que la transmittance évolue significativement sur deux bandes spectrales. Il y a une diminution de la transmittance sur la plage [350 – 700] nm et une augmentation sur la plage [700 – 1100] nm. Ceci conduit à un « aplanissement » de la transmittance sur la plage [350 – 1100] nm. Le verre se comporte quasiment comme un corps gris après vieillissement naturel avec une valeur de transmittance de 0,88 sur la plage [500 – 110] nm.

### 3.2. Vieillissement accéléré sous chaleur humide

Cette partie s'intéresse à l'impact du test vieillissement accéléré sous chaleur humide (CH) sur les propriétés optiques du verre sodocalcique. Cette étude va permettre de déterminer le mécanisme de vieillissement correspondant et de caractériser l'évolution de la transmittance qui est la propriété optique fonctionnelle du verre pour des applications solaires.

La Figure 2 présente les spectres de transmittance du verre avant et après 1000 heures sous chaleur humide (CH). Deux échantillons identiques (ou échantillon double) ont été utilisés pour chaque durée d'exposition sous CH. Les courbes de transmittance comme de réflectance sont obtenues en moyennant quatre mesures pour chacun des doubles échantillons. Les changements soudains à 860 nm sont des artefacts dus à l'équipement de mesure et ils ne doivent donc pas être considérés comme des changements optiques réels.



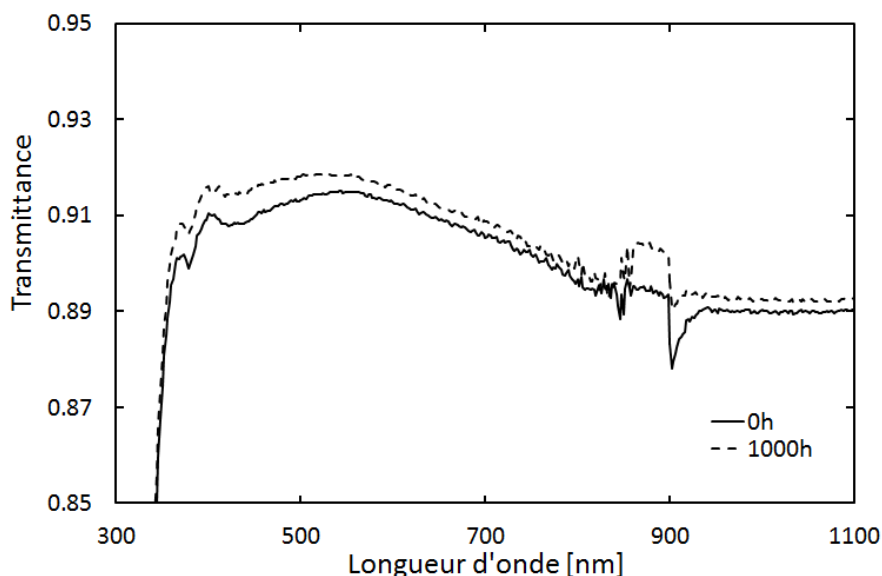


Figure 2 : Transmittance du verre sodocalcique avant et après 1000 heures sous chaleur humide (CH).

Le verre à l'état initial se caractérise par une transmittance nulle pour des longueurs d'onde inférieures à 300 nm et de l'ordre de 90 % sur la plage visible et proche infrarouge. Après 1000 heures sous CH, on observe une augmentation significative de la transmittance sur l'ensemble de la plage de longueur d'onde [300 – 1100] nm. Le vieillissement accéléré sous chaleur humide reproduit l'augmentation de transmittance du vieillissement naturel sur le proche infrarouge [900 – 1100] nm mais a un effet antagoniste dans le visible [400 – 800] nm.

### 3.3. Vieillissement accéléré sous UV

La Figure 3 présente l'évolution de la transmittance sur la plage de longueur d'onde [300 – 1100] nm en fonction de la dose UV incidente.

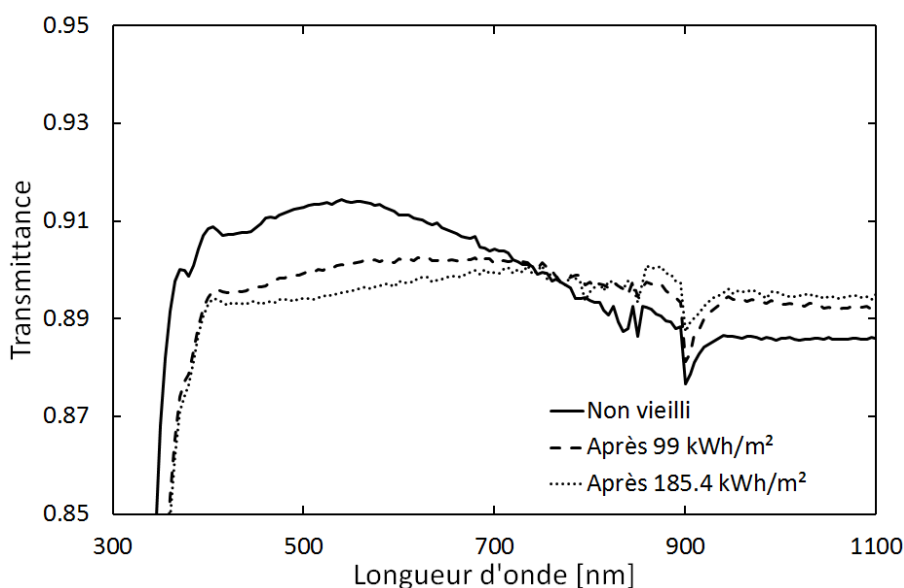


Figure 3 : Transmittance du verre sodocalcique en fonction de la dose UV incidente.

La courbe initiale (verre non vieilli) se caractérise par une transmittance de 0,911 pour une longueur d'onde de 600 nm contre 0,877 à 900 nm. Ce verre a une transmittance aux UV



quasiment nulle avec une valeur de seulement 0,058 à 300 nm. Au fur et à mesure de l'exposition aux UV, on constate un phénomène « d'aplanissement » de la transmittance sur l'ensemble de la plage de longueur d'onde. Sur la plage de longueur d'onde [400 – 1100] nm, la transmittance diminue de 2,1 % avec l'exposition aux UV. En effet, à 600 nm, elle n'est que de 0,902 et 0,897 pour des doses UV respectives de 99 kWh/m<sup>2</sup> et 185,4 kWh/m<sup>2</sup>. À l'inverse, à partir de 800 nm, il y a un accroissement de la transmittance avec l'exposition aux UV par rapport à l'échantillon non vieilli. La transmittance à 900 nm atteint 0,881 et 0,887 pour respectivement 99 kWh/m<sup>2</sup> et 185,4 kWh/m<sup>2</sup>.

Le vieillissement accéléré sous UV reproduit principalement l'effet du vieillissement naturel dans le visible avec une diminution significative de la transmittance sur la plage [400 – 800] nm. Il semble que ce dernier reproduise également les effets du vieillissement naturel sur le proche infrarouge avec une augmentation de la transmittance.

#### 4. Vieillissement combiné chaleur humide/UV

Une étude portant sur la combinaison des deux tests de vieillissement accéléré (CH et UV) a été réalisée pour déterminer l'effet successif du couple température/humidité et des radiations UV. Nous avons vu précédemment que le vieillissement sous chaleur humide reproduit les effets du vieillissement naturel dans le proche infrarouge avec une augmentation de la transmittance sur cette plage (figures 1 et 2). Nous avons vu également, que le vieillissement accéléré sous UV reproduit les effets du vieillissement naturel dans le visible avec une diminution de la transmittance sur cette plage (figures 1 et 3). L'hypothèse ici avancée est que le vieillissement accéléré le plus représentatif d'un vieillissement naturel serait la combinaison de ces deux tests (chaleur humide et UV).

Ainsi, la Figure 4 présente l'évolution de la transmittance du verre non vieilli et exposé à trois conditions de vieillissement accéléré : 900h sous CH, 99 kWh/m<sup>2</sup> sous UV et une combinaison de 900h sous CH suivi de 57,6 kWh/m<sup>2</sup> sous UV.

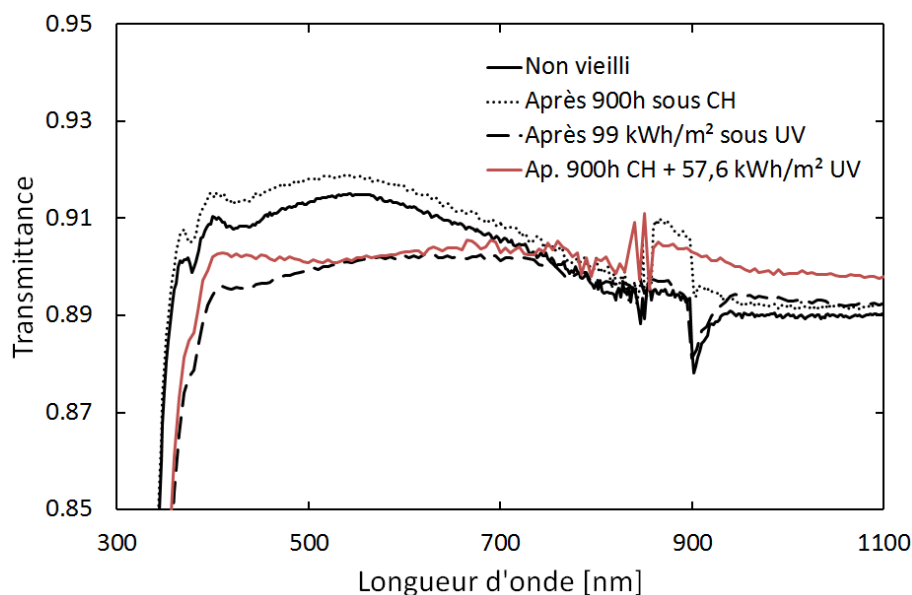


Figure 4 : Transmittance du verre non vieilli et exposé à trois conditions de vieillissement accéléré : 900h sous CH, 99 kWh/m<sup>2</sup> sous UV et une combinaison de 900h sous CH suivi de 57,6 kWh/m<sup>2</sup> sous UV.

Comme vu précédemment, l'exposition à la CH provoque une augmentation de la transmittance sur la plage de longueur d'onde [400 – 800] nm. À l'inverse, l'exposition aux UV conduit à une diminution de la transmittance sur la plage [400 – 700] nm et à une augmentation de celle-ci sur la plage [900 – 1100] nm ; ce qui conduit en somme à un aplatissement de la courbe de transmittance sur la plage [400 – 1100] nm. La combinaison de ces deux types de vieillissement accéléré (en rouge sur la Figure 4) conduit globalement à des résultats proches de ceux constatés pour l'exposition aux UV : diminution sur [400 – 700] nm et augmentation sur [900 – 1100] nm. On notera que les durées d'exposition sous CH et les doses UV sont différentes pour les vieillissements seuls et combinés, mais il semble que le prétraitement sous chaleur humide constitue un facteur accélérateur dans la dégradation de la transmittance.

## 5. Conclusions et perspectives

La comparaison de l'application de différents protocoles de vieillissement accéléré sur un verre sodocalcique couramment utilisé pour les applications solaires a été réalisée au cours de ce travail. Le verre jouant un rôle majeur dans la transmission du rayonnement solaire, la reproduction exacte de son vieillissement naturel est primordial.

Un verre sodocalcique soumis à un vieillissement naturel prolongé (30 ans), voit sa transmittance diminuer sur la plage [350 – 700] nm et augmenter sur la plage [700 – 1100] nm. Ce phénomène d'aplatissement de la courbe de transmittance est similaire à celui observé après exposition aux UV. Ce type de vieillissement accéléré semble donc plus adapté pour rendre compte de l'évolution des propriétés optiques du verre lors d'un vieillissement naturel. Le vieillissement sous chaleur humide reproduit les effets du vieillissement naturel sur la plage correspondant au proche infrarouge mais conduit à un effet contraire dans la plage visible. Ce test accéléré seul ne semble pas convenir puisque la transmittance dans la plage visible est la propriété fonctionnelle recherchée pour des applications solaires. Ce dernier est pourtant le seul utilisé dans la norme pour la certification des modules solaires photovoltaïques. Il semble évident qu'un seul test ne puisse correspondre à toutes les configurations rencontrées ainsi qu'à tous types de climats. Ainsi, il faut définir un type de vieillissement accéléré adapté à chaque grand type de climat rencontré (aride, humide, continental etc...)

La combinaison d'une exposition sous CH suivie d'une exposition aux UV conduit à des résultats proches de ceux constatés pour un vieillissement naturel.

La réalisation de ces tests combinés, semble être une voie intéressante pour reproduire le plus fidèlement possible les effets du vieillissement naturel. Les perspectives de ce travail consistent à multiplier les tests combinés avec des expositions aux UV prolongées, ainsi qu'une combinaison de tests sous UV puis sous CH.

## Références

- [1] J.H. Wohlgemuth, S. Kurtz, Using accelerated testing to predict module reliability, *Proceedings of the 37th IEEE PVSEC*, Seattle, WA, USA (2011).
- [2] V. Guiheneuf, Approche multi-physique du vieillissement des matériaux pour application photovoltaïque, Thèse de doctorat de l'Université Paris Est Créteil, 2017.

- [3] M.A.Lind, J.S.Hartman., Natural aging of soda-lime-silicate glass in a semi-arid environment, *Solar Energy Materials* 3 (1980) 81–95.

### **Remerciements**

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche pour le financement de la thèse de Vincent Guihéneuf (2014- 2017).

# Dynamic integration of thermocline energy storage in concentrated solar power plants

Quentin Falcoz <sup>a,\*</sup>, Thomas Fasquelle <sup>a</sup>, Pierre Neveu <sup>a</sup>

<sup>a</sup>Université de Perpignan Via Domitia, 52 av. P. Alduy, 66860 Perpignan Cedex  
PROMES-CNRS UPR-8521 Laboratory, 7 rue du Four Solaire, France

\* Corresponding author. Tel: (+ 33) 4 68 30 77 00. E-mail address: quentin.falcoz@promes.cnrs.fr

## Abstract

Regarding energy storage in concentrated solar power plants, thermocline technology is considered to be a cost effective but less efficient solution than conventional two-tank. However, thermocline storage charge and discharge are usually stopped when the varying outlet temperature reaches an arbitrarily chosen value. It is shown here that the stop of the thermocline charge depends on the overheating risk in the solar collectors, while the stop of the discharge is defined by the steam generator requirements. As a consequence, the temperature thresholds that must be defined by the experimental constraints are dynamic. Using these dynamic thresholds on an experimental setup comprising a 230 kWh thermocline tank and a 150 kWth parabolic trough solar field led to a charge efficiency of 95.7%.

## 1. Introduction

Thermal energy storage is the major advantage of concentrated solar power compared to other intermittent renewable energy conversion systems [1-2]. It enables to smooth the power production, but also to apply various strategies to the solar power plant, such as maximizing earnings from electricity market fluctuation or increasing the lifespan of the power block by avoiding too many stops [3-4]. Thermal energy storage in Concentrated Solar Power (CSP) plants currently uses two large tanks, increasing the investment cost of an already expensive facility [5-6]. However, it is possible to reduce the energy storage system cost by using one single tank based on thermocline technology [7-8]. Despite this important cost decrease, thermocline technology suffers from several drawbacks: (i) a good compatibility between the fluid and the solid is necessary, (ii) thermal ratcheting can lead to a failure of the tank wall (iii) outlet fluid temperature variation during charge and discharge may disrupt the upstream elements. During charge, the outlet fluid temperature at the bottom of the tank is low and constant at first, then increases with time. The varying outlet fluid temperature can be an important issue in CSP plants. Indeed, a too hot heat transfer fluid going back to the solar field may lead to an overheating of the fluid in the receivers, or to a large defocusing of the mirrors (depending on the operator's choice).

This issue has not been assessed yet: experimental and numerical studies were mostly focused on isolated thermal energy storage tanks, without considering their integration into power plants. As a consequence, temperature thresholds were arbitrarily chosen with respect to the overall temperature difference that was experienced by the thermal storage tanks. For example, Bruch *et al.* [9-11] and Hoffmann *et al.* [12-13] worked on experimental thermocline tanks with specific processes to heat up or cool down the fluid until it reached chosen optimal values. Hoffmann *et al.* evaluated the thermal storage performances for outlet fluid temperature variation equivalent to 20% of the overall temperature difference. Bruch *et al.* investigated the influence of the threshold definition on the thermocline behavior

during cycling (successive charges and discharges). Xu *et al.* [14] performed numerical parametric studies and chose arbitrary temperature thresholds with respect to the whole temperature difference (20% variation). González *et al.* [15] compared the influence of an increase of 5 °C or 25 °C during charge (for a 100 °C total temperature range), on the performance of a simulated thermal storage tank included in a simplified CSP plant. Arbitrarily chosen thresholds are useful to compare different thermocline tanks with each other. However, there is a need for studies about integrated thermocline tanks with external and experimental temperature constraints in order to know the real performance of such systems. Only Biencinto *et al.* [16] and Flueckiger *et al.* [17] chose threshold coefficients with respect to the experimental limitations; however these thresholds were defined as constants.

## 2. The “Microsol-R” power plant

To experimentally assess the influence of the varying fluid temperature at the outlet of a thermocline storage, a mini parabolic trough power plant has been experimented. MicroSol-R plant is composed of three 12 meter long parabolic trough lines, for a 210 m<sup>2</sup> total collecting area. One collector has a north south axis while the two others have an east-west axis. The solar field has a nominal power of 150 kW<sub>th</sub> and a 70 kW electrical heater is also implemented for control purpose. Nominal conditions are a low temperature  $T_L$  of 220 °C and a high temperature  $T_H$  of 300 °C. The thermal energy storage is a 4 m<sup>3</sup> thermocline tank designed with a 230 kWh capacity at these nominal working conditions. Heat can be used to produce vapor in a steam generator. A general scheme of the power plant oil loop is given in Figure 1.

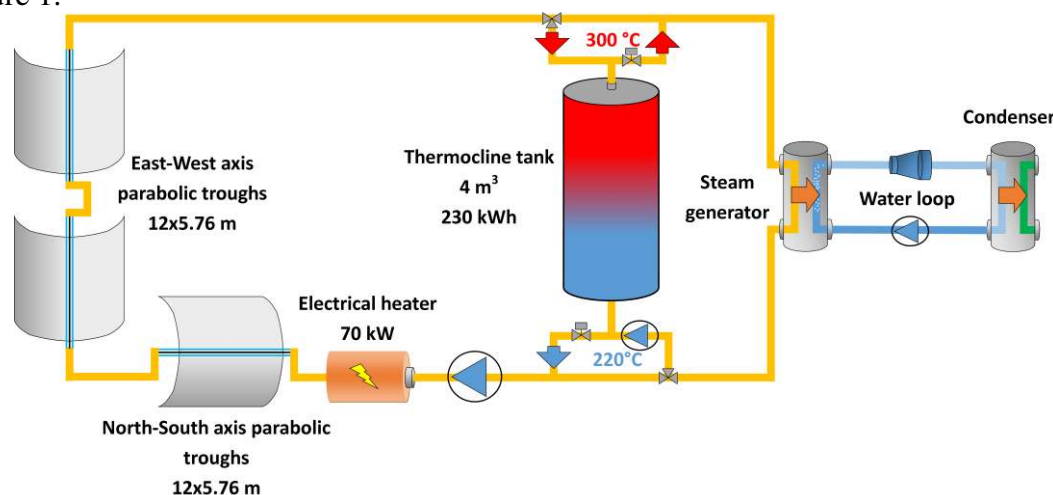


Figure 1: Scheme of a part of the MicroSol-R plant

## 3. Definitions

### 3.1. Arbitrarily chosen thresholds

In order to compare the experimental performances of the thermocline tank submitted to typical tests, arbitrarily chosen temperature thresholds were chosen. They correspond to threshold coefficient of 20%, as used in many scientific studies. Thus, the charge temperature threshold  $T_{thr,d,20\%}$  (Equation 1) is reached when the outlet temperature increase corresponds to 20 % of the whole temperature difference experienced by the tank  $\Delta T_{tot}$ .

$$T_{thr,c,20\%} = T_H - 20\% \cdot (T_H - T_L) = T_H - 20\% \cdot \Delta T_{tot} \quad (1)$$

However, since these thresholds are arbitrarily defined, the chosen value may be discussed:  $10\% \cdot \Delta T_{tot}$ ,  $20\% \cdot \Delta T_{tot}$ ,  $30\% \cdot \Delta T_{tot}$ , etc., and the chosen definition is only used to compare performance of different tanks. We state that there is a need for threshold definitions depending on the power plant experimental limitations. Since the latter vary with time, the new thresholds are dynamic.

### 3.2. Dynamic charge temperature threshold

Because of the increasing thermocline outlet fluid temperature during charge, an overheating of the fluid in the solar field may occur. It means that the solar field outlet fluid temperature reaches the maximum temperature the fluid can endure  $T_{max}$ . To avoid this overheating, mass flow can be increased until reaching the maximum value the pump can provide  $\dot{m}_{SF,max}$ . Then, either a part of the solar field must be defocused, or charge must be stopped. A thermocline outlet temperature threshold  $T_{thr,c}$  is defined to predict this particular moment. This temperature threshold strongly depends on the experimental conditions. The estimation of this parameter necessitates to link the solar field outlet fluid temperature  $T_{SF,out}$  to the thermocline outlet fluid temperature  $T_{Thc,c,out}$ .

The solar field outlet fluid temperature depends on the solar power, the mass flow, and the solar field inlet fluid temperature. The latter is the result of a mixing between the thermocline and the steam generator outlet fluids (Figure 2).

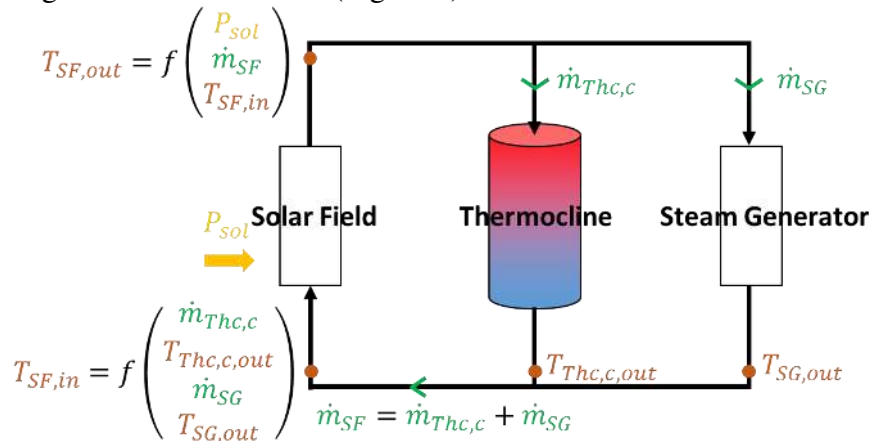


Figure 2: Simplified scheme for the dynamic charge threshold evaluation

The maximum solar field inlet temperature  $T_{SF,in,max}$  that can be sent to the solar field with keeping the solar field outlet temperature  $T_{SF,out} < T_{max}$  can be calculated from the solar useful power equation (Equation 2), which links  $T_{SF,out}$ ,  $T_{SF,in}$  and the pump mass flow  $\dot{m}_G$ . In the following equations (2) and (3),  $\Delta h_{SF}$  represents the enthalpy variation of the fluid between inlet and outlet of the solar fluid,  $h_{SF,in,max}$  represents the enthalpy of the fluid at the inlet of the solar field,  $h_{thr,c}$  the enthalpy of the fluid at the outlet of the thermocline and  $h_{SG,out}$  at the outlet of the steam generator.

$$P_{sol} = \dot{m}_G \cdot \Delta h_{SF} = \dot{m}_G \cdot \int_{T_{SF,in}}^{T_{SF,out}} C(T) \cdot dT \quad (2)$$

The solar field inlet fluid is the result of a mixing of the storage and the steam generator outlet fluids (Equation 3):

$$\dot{m}_G \cdot h_{SF,in,max} = \dot{m}_{Thc,c} \cdot h_{thr,c} + \dot{m}_{SG} \cdot h_{SG,out} \quad (3)$$

Thus, the dynamic threshold temperature can be calculated from the measurements of the different mass flows (solar field, thermocline tank, steam generator) and temperatures (outlet of the steam generator, inlet and outlet of the solar field). Then, by measuring the thermocline outlet fluid temperature and by comparing it to the calculated dynamic temperature threshold, it is possible to predict the fluid overheating in the solar field.

### 3.3. Charge efficiency

The charge efficiency is defined as the ratio between the charged energy when the chosen temperature threshold is reached, and the maximum energy that could be charged in the tank between  $T_L$  and  $T_H$  (Equation 4). Charge efficiency corresponds to the final state of charge of the tank.

$$\eta_{charge}(T_{thr,c}) = \frac{E_{charged}}{E_{max}} \quad (4)$$

## 4. Results and discussion

The purpose of this study is to assess the thermocline tank experimental performances during dynamic charge, and to compare these performances to those obtained during typical charge. Typical tests consist in injecting oil in the tank, initially at a homogenous temperature, with constant mass flows and temperatures until total charge. For these tests, arbitrary temperature threshold are used, because no experimental constraints are set. Dynamic test consist in using the whole power plant with a defined purpose, while analyzing the possible oil overheating during charge.

### 4.1. Typical charge

At the beginning of the typical charge, the thermocline tank is entirely at  $T_L = 220$  °C and some hot fluid at 293 °C is sent, with a  $0.88 \text{ kg.s}^{-1}$  mass flow. The fluid heating is made both by the solar field and the electrical heater and the produced heat is not used for another purpose. The inlet fluid temperature slowly increases during the experiment, thus a high temperature  $T_H = 300$ °C is chosen for the efficiency evaluation. The charge is stopped 2.25 hours later, with a tank average temperature around 295 °C.

Figure 3 depicts the tank outlet fluid temperature during the typical charge. It is first constant, then increases with time until it reaches the high temperature  $T_H$ .

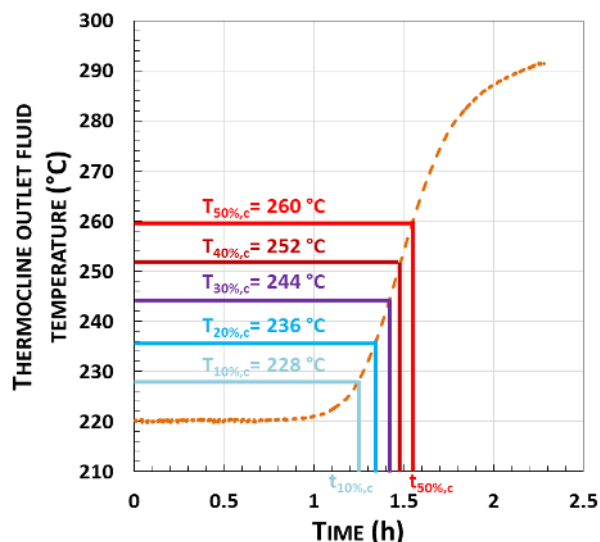


Figure 3: Thermocline outlet fluid temperature during a typical charge

During a typical charge, different arbitrary temperature thresholds can be defined. Values from 10% to 50% of the total temperature difference were compared in the present case. For each of these defined thresholds, a corresponding charge duration is found (respectively  $t_{10\%,c}$  to  $t_{50\%,c}$ ): the stricter the threshold, the shorter the charge and the smaller the final state of charge.

Most of the time, the chosen threshold coefficient corresponds to a temperature increase equivalent to 20%  $\Delta T_{tot}$ . Choosing the same arbitrary threshold enables to compare different thermocline tanks, independently of their sizes and experimental conditions. In the present case, with a threshold of 20%  $\Delta T_{tot}$ , a charge efficiency of 80.1% is found. Table 1 gathers all charge duration and efficiencies for each arbitrary threshold.

Threshold	Threshold temperature	Charge duration	Charge efficiency
10% · $\Delta T_{tot}$	228 °C	1.25 h	74.6%
20% · $\Delta T_{tot}$	236 °C	1.35 h	80.1%
30% · $\Delta T_{tot}$	244 °C	1.42 h	83.4%
40% · $\Delta T_{tot}$	252 °C	1.48 h	85.9%
50% · $\Delta T_{tot}$	260 °C	1.55 h	88.1%

Table 1: The different defined thresholds and their corresponding efficiencies

Charge efficiency of course increases with the allowed outlet fluid temperature: with a 10% ·  $\Delta T_{tot}$  threshold, one quarter of the maximum energy  $E_{max}$  is not stored, while with a 50% ·  $\Delta T_{tot}$  threshold, almost 90% of the tank is effectively used.

As a conclusion, thermocline effectiveness during charge strongly depends on the defined temperature thresholds. Knowing the behavior of the whole system in which the thermocline is established is necessary to evaluate the actual threshold and efficiency.

## 4.2. Dynamic charge

A dynamic charge is performed in order to assess the thermocline storage performance if subjected to solar power plant production strategy. The dynamic charge experimental approach was as follows:

- steam generator power was chosen and set constant:  $P_{SG} = 54 \pm 10 \text{ kW}$ ;



- the solar field and the electrical heater (100% load) were used from the beginning of the day to the end of the charge and produced an useful power  $P_{\text{sol}}$

At first, the thermocline temperature is homogeneous (210 °C) and the fluid is heated up to 240 °C in the solar field. Because of the increasing solar production and of the increasing thermocline outlet temperature, the solar field inlet temperature also tends to increase with time. Therefore, the solar field outlet temperature increases relatively fast, until it reaches the maximum 300 °C. As a consequence, the dynamic charge is far from an ideal one. These results seem to be very discouraging. If it were a typical charge, the calculated efficiency (with the 20% arbitrary threshold) would not be very high (45.5%). However, it is possible to pursue the charge until possible overheating of the fluid in the solar field. A maximum temperature of 300 °C has been chosen for dynamic threshold evaluation. Results regarding the dynamic charge threshold, the solar field temperature and the thermocline outlet temperature are depicted in Figure 4.

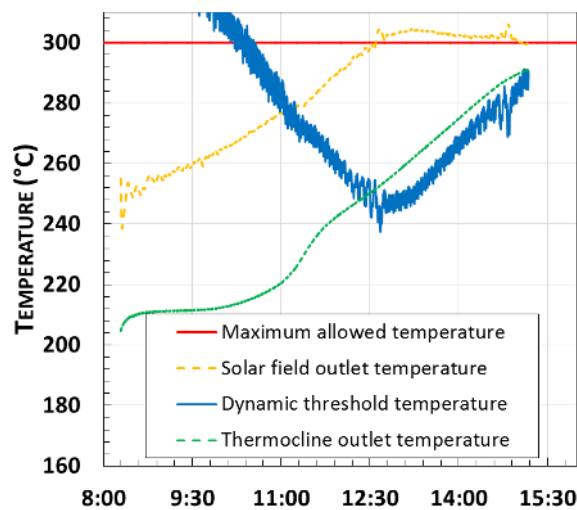


Figure 4: Thermocline outlet temperature, temperature threshold and solar field outlet temperature during dynamic charge

Dynamic threshold temperature is very high at first because the inlet power and the steam generator outlet temperature are low during the morning. As a consequence, it would have needed a thermocline outlet fluid at a very high temperature to cause an overheating in the solar field, after mixing with the steam generator outlet fluid. Then, as the useful power and the temperatures increase, the dynamic threshold temperature decreases. When the threshold temperature meets the real tank outlet fluid temperature (around 12h30), the solar field outlet temperature goes above  $T_{\text{max}}$  (within few minutes which correspond to the solar field inertia). For this particular moment, the charge efficiency is 73%.

Actually, the oil can go up to 350 °C, and it is used at a lower temperature to increase its lifespan. Choosing a maximum temperature equivalent to the desired charge temperature (300°C) is quite restrictive because heat losses in the connecting pipes prevent the system from a full charge. Figure 5 compares the arbitrary threshold, and two dynamic thresholds with maximum temperatures of 300 °C and 305 °C, respectively.

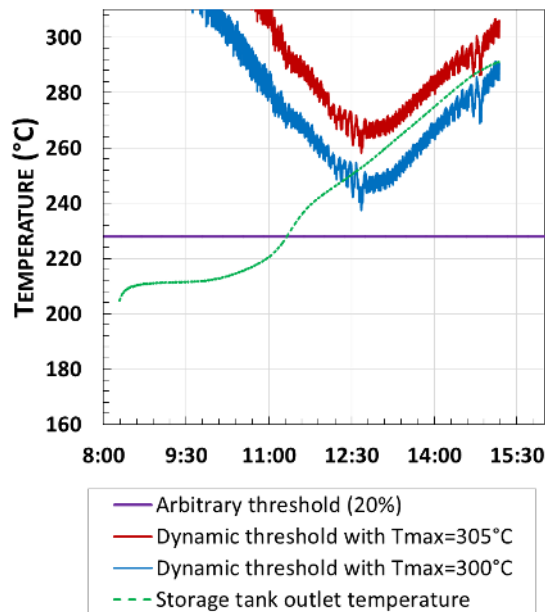


Figure 5: Comparison between different temperature threshold definitions

With an arbitrary threshold of 228 °C ( $20\% \cdot \Delta T_{\text{tot}}$ ), the charge is stopped at 11h30 and the charge efficiency is 45.5%. With a maximum temperature of 300 °C, the dynamic threshold curve goes below the thermocline outlet temperature one at 12h30, and then stays below the latter. With a maximum temperature of 305 °C, the dynamic threshold stays above the thermocline outlet temperature until 14h45. The solar field inlet temperature increase is counterbalanced by the solar power decrease after midday.

This shows the sensitivity of the dynamic threshold with respect to the maximum allowed temperature. Since the chosen maximum temperature for the fluid strongly influences the charge duration and effectiveness, the obtained charged efficiencies for different maximum temperatures are compared in Table 2.

Maximum allowed temperature	Related threshold temperature	Related threshold coefficient	Charge efficiency
300.0 °C	257.9 °C	$53.2\% \cdot \Delta T_{\text{tot}}$	73.0%
303.0 °C	258.3 °C	$53.7\% \cdot \Delta T_{\text{tot}}$	73.4%
304.0 °C	267.0 °C	$63.3\% \cdot \Delta T_{\text{tot}}$	82.3%
305.0 °C	292.6 °C	$91.8\% \cdot \Delta T_{\text{tot}}$	95.7%

Table 2: Dynamic charge efficiency as a function of the maximum allowed temperature

It can be seen that a maximum temperature of 303 °C does not change much the charge efficiency in comparison to a maximum of 300 °C, because the two temperatures are successively reached. However, as explained before, the solar power then decreases, thus reaching 304 °C then 305 °C take a lot more time, and an efficiency of 95.7% is found for the latter. As a conclusion, the difference between the charging temperature and the maximum temperature the fluid can endure strongly impacts the charge duration and efficiency.

## 5. Conclusion

Dynamic threshold temperatures were defined in order to predict the stop of a thermocline charge. This threshold always varies with experimental conditions, unlike arbitrary thresholds which are constant and only enable to compare different thermocline tanks with each other.

A dynamic charge was performed by using solar energy to produce constant steam power and by sending the mass flow surplus to the thermocline. As long as no overheating occurred, the charge was pursued. It led to charge efficiency between 73.0% and 95.7%, according to the overheating definition (respectively 300 °C and 305 °C). It has been shown that the dynamic threshold criterion can be used to predict the overheating.

Finally, thermocline performances strongly depend on the experimental limitations and conditions. Arbitrarily chosen thresholds are not appropriate to calculate the thermocline storage efficiency, which can reach very high values. The introduced dynamic temperature thresholds may also help to apply appropriate operation strategies on any power plant or thermal process with a thermocline tank.

### Acknowledgements

This work was supported by the French "Investments for the future" programme managed by the National Agency for Research under contracts ANR-10-LABX-22-01 (SOLSTICE) and ANR-10-EQPX-49-SOCRATE.

### References

- [1] Cs. Singer, S. Giulano, R. Buck, "Assessment of improved molten salt solar tower plants", *Energy Procedia*, vol. 49, pp. 1553-1562, (2014).
- [2] L. F. González-Portillo, J. Muñoz-Anton, J. M. Martínez-Val, "An analytical optimization of thermal energy storage for electricity cost reduction in solar thermal electric plants", *Applied Energy*, vol. 185, pp. 531-546, (2017).
- [3] P.H. Wagner, M. Wittmann, "Influence of different operation strategies on transient solar thermal power plant simulation models with molten salts as heat transfer fluid", *Energy Procedia*, vol. 49, pp. 1652-1663, (2014).
- [4] M. Biencinto, R. Bayón, E. Rojas, L. González, "Simulation and assessment of operation strategies for solar thermal power plants with a thermocline storage", *Solar Energy*, vol. 103, pp. 456-472, (2014).
- [5] U. Herrmann, B. Kelly, H. Price, "Two-tank molten salt storage for parabolic trough solar power plants", *Energy*, vol. 29, pp. 883-893, (2004).
- [6] G. Angelini, A. Lucchini, G. Manzolini, "Comparison of thermocline molten salt storage performances to commercial two-tank configuration", *Energy Procedia*, vol. 49, pp. 694-704, (2014).
- [7] J. E. Pacheco, S. K. Showalter, W. J. Kolb, "Development of a molten-salt thermocline thermal storage system for parabolic trough plants", *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 124, pp. 153-159, (2002).
- [8] L.G. Radosevich, "Final report on the power production phase of the 10 MWe solar thermal central receiver pilot plant", *Sandia Report*, no. 87-8022, (1988).
- [9] A. Bruch, J.F. Fourmigue, R. Couturier, S. Molina, "Experimental and numerical investigation of stability of packed bed thermal energy storage for CSP power plant", *Energy Procedia*, vol. 49, pp. 743-751, (2014).
- [10] A. Bruch, J.F. Fourmigué, R. Couturier, "Experimental and numerical investigation of a pilot-scale thermal oil packed bed thermal storage system for CSP power plant", *Solar Energy*, vol. 105, pp. 116-125, (2014).
- [11] A. Bruch, S. Molina, T. Esence, J.F. Fourmigué, R. Couturier, "Experimental investigation of cycling behaviour of pilot-scale thermal oil packed-bed thermal storage system", *Renewable Energy*, vol. 103, pp. 277-285, (2017).
- [12] J.-F. Hoffmann, T. Fasquelle, V. Goetz, X. Py, "A thermocline thermal energy storage system with filler materials for concentrated solar power plants: Experimental data and numerical model

- sensitivity to different experimental tank scales”, *Applied Thermal Engineering*, vol. 100, pp. 753-761, (2016).
- [13] J.-F. Hoffmann, T. Fasquelle, V. Goetz, X. Py, “Experimental and numerical investigation of a thermocline thermal energy storage tank”, *Applied Thermal Engineering*, vol. 114, pp. 896-904, (2017).
- [14] C. Xu, Z. Wang, Y. He, X. Li, F. Bai, “Parametric study and standby behavior of a packed-bed molten salt thermocline thermal storage system”, *Renewable Energy*, vol. 48, pp. 1-9, (2012).
- [15] I. González, C. D. Pérez-Segarra, O. Lehmkuhl, S. Torras, A. Oliva, “Thermo-mechanical parametric analysis of packed-bed thermocline energy storage tank”, *Applied Energy*, vol. 179, pp. 1106-1122, (2016).
- [16] M. Biencinto, R. Bayón, Esther Rojas, L. González, “Simulation and assessment of operation strategies for solar thermal power plants with a thermocline storage tank”, *Solar Energy*, vol. 103, pp. 456-472, (2014).
- [17] S. M. Flueckiger, B. D. Iverson, S. V. Garimella, J. E. Pacheco, “System-level simulation of a solar power tower plant with thermocline thermal energy storage”, *Applied Energy*, vol. 113, pp. 86-96, (2014).

# Modélisation de la compression de l'air en vue du stockage d'énergie par air comprimé

Ghady DIB<sup>12\*</sup>, Philippe HABERSCHILL<sup>1</sup>, Romuald RULLIERE<sup>1</sup>, Simon DAVIES<sup>2</sup>, Rémi REVELLIN<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ Lyon, CNRS, INSA-Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CETHIL UMR5008  
Villeurbanne, 69621 France

<sup>2</sup>AIA Life Designers - Studio environnement  
20, rue Lortet – 69007 Lyon

\*(Ghady Dib: ghady.dib@insa-lyon.fr)

**Résumé** - Dans le contexte actuel de développement des énergies renouvelables, le stockage de l'énergie améliore l'efficacité énergétique et favorise l'insertion des énergies renouvelables intermittentes. Elle apporte aussi la sécurité et la flexibilité aux réseaux. Le stockage de l'énergie concerne aussi bien la chaleur que l'électricité. Il consiste à accumuler l'énergie en vue d'une utilisation ultérieure en un lieu qui peut être identique ou différent du lieu de production. Les travaux présentés concernent une étude numérique de la compression de l'air pour deux technologies du stockage à air comprimé : Piston liquide (avec échangeur intégré) et piston classique (avec injection d'eau). Ces travaux permettront par la suite le développement d'un modèle numérique permettant de prendre en considération d'autres composants du système de stockage (réservoir, moteur électrique, génératrice, panneaux photovoltaïques).

## Nomenclature

$C$	chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
$D$	diamètre, m	$\alpha$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$h$	enthalpie massique, $J.kg^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$k$	coefficient polytropique	$\eta$	rendement
$L$	longueur, m	<i>Indices et exposants</i>	
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$	$O$	vapeur saturante
$n$	nombre de tubes	$AS$	air sec
$n'$	nombre de gouttelettes	$a$	air
$PC$	piston classique	$c$	cycle
$PL$	piston liquide	$e$	entrée
$P$	pression, Pa	$m$	moyen
$\dot{Q}$	chaleur échangée air/eau, $J.s^{-1}$	$p$	polytropique
$r$	constante massique	$pa$	paroi
$r'$	rayon des gouttelettes, m	$s$	sortie
$S$	surface d'échange, $m^2$	$sé$	séjour
$T$	Température, K	$v$	vapeur
$t$	temps, s	$v'$	volumétrique
$v$	volume massique, $m^3.kg^{-1}$	$t$	technique
$V$	volume, $m^3$	$tu$	tubes
$W$	travail, W	$w$	eau
$x$	humidité absolue		

## 1. Introduction

Dans un monde où la demande énergétique augmente, la question du remplacement d'énergies fossiles par des énergies renouvelables, propres et durables est essentielle. Face à

l’intermittence ou la fluctuation de production de certaines énergies renouvelables, le stockage de l’énergie est essentiel afin de répondre à une demande constante.

La technologie des stations de transfert d’énergie par pompage (STEP), qui repose sur le principe de l’énergie gravitaire, représente près de 99 % des capacités de stockage massif d’énergie installées dans le monde. La technologie du stockage à air comprimé (CAES) présente une capacité de stockage proche de celle du STEP tout en réduisant le coût de l’installation. Cependant cette technologie de stockage est toujours en développement pour répondre aux contraintes techniques.

Dans ce travail, deux technologies ont été développées afin de présenter un système de CAES quasi-isotherme qui nécessite un dégagement de chaleur continu lors de la compression d’air afin de redonner cette chaleur à l’air déjà comprimé lors de la détente. Dans cet article, nous comparerons les deux technologies pour la compression uniquement.

### 1.1. Piston classique avec injection d’eau

La compression et la détente quasi-isotherme de l’air sont étudiées par LightSail Energy, qui propose l’injection d’eau dans la chambre de compression/détente afin de créer un échangeur à contact direct air-eau. Le piston classique utilisé est relié à un vilebrequin et un séparateur air-eau à la sortie. LightSail Energy utilise des réservoirs de fibre de carbone pour stocker l’air comprimé [1].

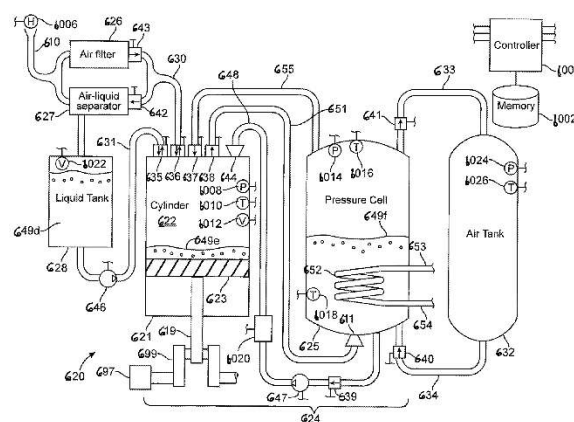


Figure 1 : Chambre de compression/détente à piston classique [1]

### 1.2. Piston liquide avec échangeur intégré

Le concept de stockage d’énergie du système HyPES (Hydro-pneumatic energy storage) est basé sur les travaux de thèse de S. Lemofouet [2]. Dans ce système, l’eau est utilisée comme « Piston liquide » pour comprimer l’air en le refroidissant et le détendre en le réchauffant simultanément. Pour cela, un échangeur (faisceau de tubes cylindriques) est placé dans la chambre de compression/détente afin d’assurer une surface d’échange entre l’air et l’eau. Moteur électrique et pompe réversibles sont reliés à la chambre afin de convertir l’énergie électrique en mécanique pour pouvoir faire circuler l’eau dans les tubes. En mode de détente le moteur est utilisé en génératrice pour récupérer l’énergie mécanique de la pompe et la convertir en électricité [3].

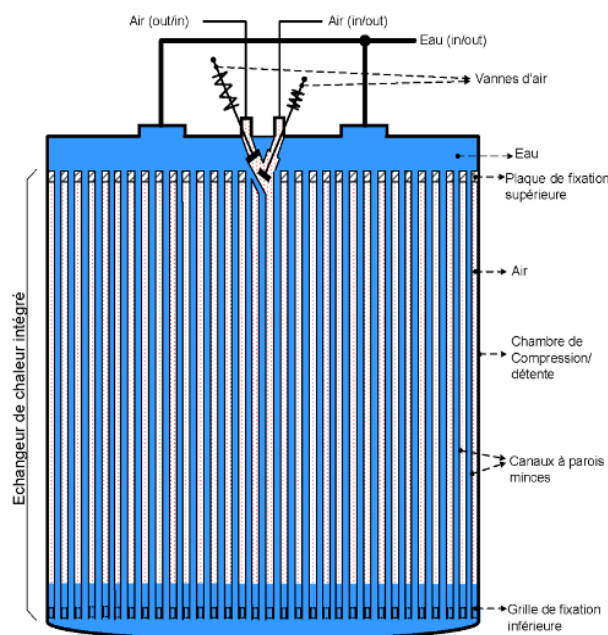


Figure 2 : Chambre de compression/détente à piston liquide [2]

## 2. Equations

La modélisation du système consiste à appliquer les principes de conservation de la masse et de l'énergie aux fluides qui traversent le compresseur (à clapets libres) en régime permanent : l'air humide et l'eau [4].

### 2.1. Piston classique avec injection d'eau

#### 2.1.1. Conservation de l'énergie

a) Conservation de l'énergie pour l'air humide qui traverse le compresseur :

$$\dot{m}_{AS}(h_s - h_e) = \dot{m}_{AS} \frac{1}{\eta_p} \frac{k}{k-1} (P_s v_s - P_e v_e) - \dot{Q} + \alpha S (T_{pa} - T_m) + \dot{m}_{AS} (x_s - x_e) h_v \quad (1)$$

L'humidité absolue  $x$  de l'air humide est fonction de la température et de l'humidité relative de l'air à l'entrée du compresseur. A la sortie, compte tenu de l'hypothèse de température humide égale à celle de l'eau :

$$x_s = d \frac{P_{w0}(T_{ws})}{P_s - P_{w0}(T_{ws})} \quad (2)$$

avec  $d = 0,62198$  la densité de la vapeur d'eau (par rapport à l'air) et

$$\ln(P_{w0}) = \frac{a_{-1}}{T} + a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_l \ln(T) \quad (3)$$

où  $P_{w0}$  correspond à la pression de vapeur saturante de l'eau à la température  $T$ . Les  $a_i$  sont donnés dans le tableau 1.

Tableau 1 : Coefficient de la corrélation de calcul de la pression de vapeur saturante de l'eau [5]

$a_{-1}/(K)$	$a_0$	$a_1/(K^{-1})$	$a_2/(K^{-2})$	$a_l$
-6 096,938 5	21,240 964 2	-2,711 193 10 <sup>-2</sup>	1,673 952 10 <sup>-2</sup>	2,433 502

b) Conservation de l'énergie pour l'eau injectée :

$$\dot{m}_{ws} h_{ws} - \dot{m}_{we} h_{we} = \dot{Q} - \dot{m}_{AS} (x_s - x_e) h_v \quad (4)$$

#### 2.1.2. Conservation de la masse

a) Conservation de la masse pour l'eau injectée :

$$\dot{m}_{we} = \rho_w \dot{n}' \frac{4}{3} \pi r_e'^3 = \dot{m}_{AS} (x_e - x_s) + \dot{m}_{ws} \quad (5)$$

#### 2.1.3. Équations complémentaires

La puissance échangée entre l'eau et l'air est donnée par :

$$\dot{Q} = \alpha_w 4 \pi r_m'^2 n' (T_m - T_{wm}) \quad (6)$$

Avec  $T_m$  la température moyenne de l'air.

et  $\alpha_w$  calculé d'après la corrélation de Ranz-Marshall (régime laminaire) [6] :

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{4}} \quad (7)$$

De plus :

$$n' = \dot{n}' t_{sé} \quad (8)$$

Il faut également écrire la conservation de l'énergie pour la paroi (conduction négligée) :

$$0 = -\alpha S (T_p - T_m) + \alpha_{ext} S_{ext} (T_\infty - T_p) \quad (9)$$

avec  $\alpha_{ext} S_{ext}$  la conductance externe de la machine et  $T_\infty$  la température extérieure.

Cette équation permet de remplacer dans l'expression [1] le flux de pertes par :

$$\dot{Q}_{ext} = \alpha S (T_p - T_m) = KS (T_\infty - T_m) \quad (10)$$

avec  $KS$  la conductance globale :  $KS = [1/(\alpha S) + 1/(\alpha_{ext} S_{ext})]^{-1}$ . L'équation (1)

$$\text{devient :} \quad \dot{m}_{AS}(h_s - h_e) = \dot{W}_p - \dot{Q} + \dot{m}_{AS} (x_e - x_s) h_v + \dot{Q}_{ext} \quad (11)$$

Le débit d'air sec aspiré par le compresseur est déduit du rendement volumétrique par :

$$\dot{m}_{AS} = \frac{\dot{V}_c}{v_e} \eta_v \quad (12)$$

avec  $\dot{V}_c$  le débit volumique engendré ( $\frac{\text{Volume d'air aspiré}}{\text{temps de cycle}}$ )

## 2.2. Piston liquide avec échangeur intégré

### 2.2.1. Conservation de l'énergie

- a) L'équation de conservation de l'énergie concernant le système étudié « air » est déduite de celles formulées pour le compresseur avec injection d'eau (éq. 1).

$$\dot{m}_{AS}(h_s - h_e) = \dot{W}_t - \dot{Q} \quad (13)$$

A l'aide de la figure 3, on peut en déduire le travail technique :

$$\dot{W}_t = \frac{1}{t_c} \frac{1}{\eta_p} \frac{k}{k-1} (P_3 V_3 - P_2 V_2) \quad (14)$$

- b) Le bilan sur le fluide est alors donné par :

$$\dot{m}_w (h_{ws} - h_{we}) t_c = \frac{1}{\eta_p} \left[ \frac{k}{k-1} (P_2 V_2 - P_3 V_3) \right] + Q_{12} + Q_{23} + Q_{34} \quad (15)$$

Pour calculer la température de sortie de l'eau il faut exprimer son enthalpie en fonction de sa pression et de sa température, en séparant l'énergie interne du contenu mécanique de l'enthalpie (en négligeant les énergies cinétique et gravitaire) soit :

$$h_w = C_w T + \frac{P}{\rho_w} \quad (16)$$

Pour simplifier le problème, le transfert d'énergie mécanique est supposé isothermique ; Dans ce cas la température de sortie d'eau est donnée par l'expression suivante :

$$T_{ws} = T_{we} + \frac{\dot{Q}}{c_w \dot{m}_w} \quad (17)$$

### 2.2.2. Conservation de la masse

- a) Conservation de la masse pour l'air

Le débit d'air sec aspiré pendant un cycle est donné par :

$$\dot{m}_{AS} = \frac{V_2 \rho_a \eta_{vt}}{t_c} \quad (18)$$

La cylindrée de toutes les chambres de compression est donnée par :

$$V_2 = n \frac{\pi D^2}{4} L \quad (19)$$



b) Conservation de la masse pour l'eau

$$\dot{m}_{we} = \dot{m}_{ws} \quad (20)$$

$$\dot{m}_{we} t_c = V_2 \rho_e \quad (21)$$

### 2.2.3. Équations complémentaires

La puissance échangée entre l'eau et l'air est donnée par :

$$\dot{Q} = \alpha n S_{tu} (T_{am} - T_{wm}) \quad (22)$$

et  $\alpha$  est calculé d'après la corrélation développée pour un écoulement laminaire dans tube ( $Nu = \frac{hD}{k} = 4.36$ )

## 3. Programmation des modèles de compresseur

Pour modéliser les deux systèmes de compression, les entrées sont fixées pour les deux fluides qui traversent le compresseur (Pression d'aspiration/refoulement, température d'air/d'eau en entrée, coefficient d'échange, diamètre de tube (PL), débit d'eau injecté et rayon de gouttelettes (PC)) (figure 4). Le code numérique développé en Fortran présente des calculs itératifs basés sur les principes de conservation de l'énergie et de la masse et les équations de transferts thermiques.

Les sorties calculées sont : Température d'air/d'eau en sortie du compresseur, coefficient polytropique, travail technique et puissance thermique échangée entre l'air et l'eau.

Dans cette étude, le modèle numérique consiste à modéliser trois étages de compression dont les pressions sont : 1 bar  $\rightarrow$  6 bar  $\rightarrow$  36 bar  $\rightarrow$  216 bar. Le débit volumique est fixé afin de pouvoir comparer les deux technologies de compression d'air.

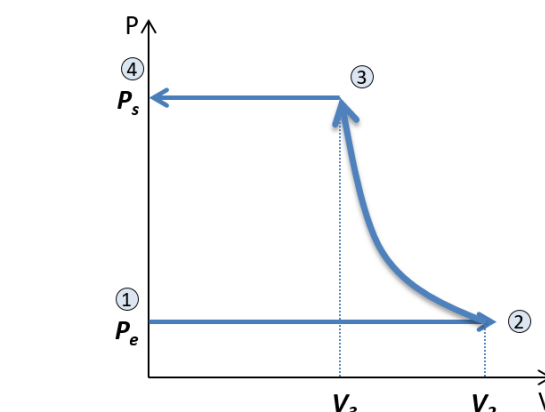


Figure 3 : Diagramme PV de l'air qui traverse le compresseur

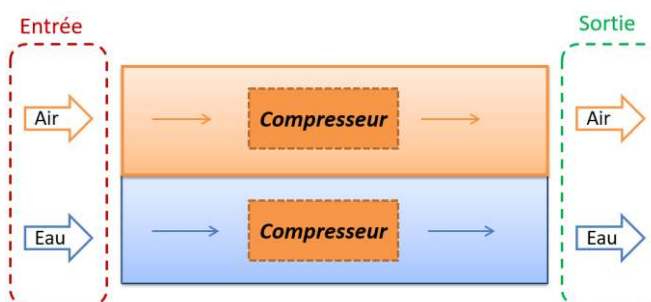


Figure 4 : Système (air-eau) étudié/Modèle simplifié du compresseur

## 4. Résultats

### 4.1. Étude de l'influence du coefficient d'échange convectif

L'influence de la variation du coefficient d'échange durant la compression de l'air est analysée pour les deux technologies. Les figures 5 à 8 représentent la variation des températures de l'air et de l'eau en entrée et en sortie de chaque étage de compression. Pour les deux compresseurs, la température de l'air diminue lorsque le coefficient d'échange augmente puisque la compression est quasi isotherme lorsque le coefficient d'échange est élevé. Le coefficient d'échange compris entre 5 et 40  $W.m^2.K^{-1}$ , présente une forte influence

sur la température de l'air pour les deuxième et troisième étages du compresseur à piston liquide. Concernant le piston classique, les températures de l'air avec un coefficient d'échange faible montrent des valeurs proches pour les trois étages. Plus le coefficient d'échange augmente dans le compresseur à piston classique, plus l'écart entre les températures reste constant. La conclusion principale est que le coefficient d'échange a une forte influence sur les résultats. De plus, la compression par piston liquide assure une évolution plus proche de l'isotherme que la compression par piston classique à injection d'eau. Ces résultats montrent une bonne adéquation entre ce modèle de compression et les données de la littérature [7].

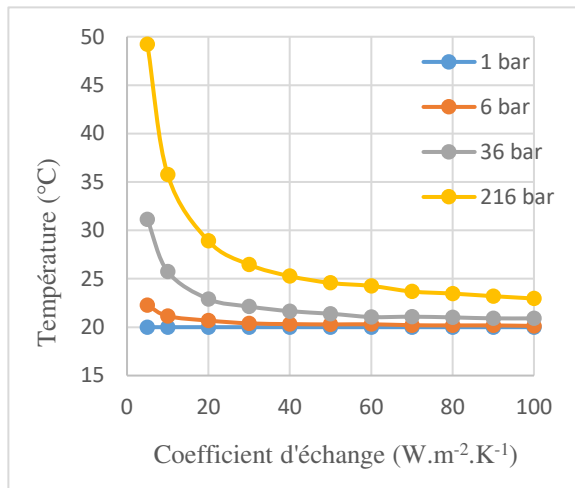


Figure 5 : Température de l'air en entrée et en sortie des étages en fonction de  $\alpha$  (Piston Liquide)

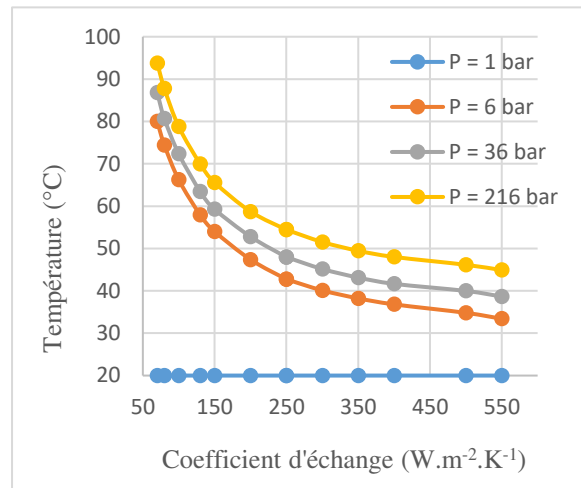


Figure 6 : Température de l'air en entrée et en sortie des étages en fonction de  $\alpha$  (Piston classique)

Il faut noter que pour le cas du piston liquide, l'eau est introduite dans chaque étage avec la même température d'entrée qui est fixée à 20°C. Tandis que pour le piston classique, les étages de compression sont refroidis en série. Pour le piston liquide les débits volumiques d'eau correspondent aux volumes balayés par chaque étage. Ce débit est important et imposé par le système et les différences de températures de l'eau sont faibles. A l'opposé, le refroidissement en série des compresseurs permet une forte élévation de la température de l'eau. Le débit est ajustable dans une certaine mesure et pourrait servir à la régulation de la température de l'air.

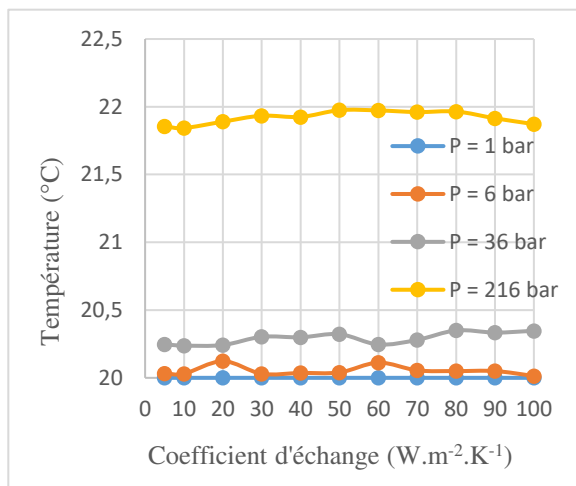


Figure 7 : Température d'eau en entrée et en sortie des étages en fonction de  $\alpha$  (Piston Liquide)

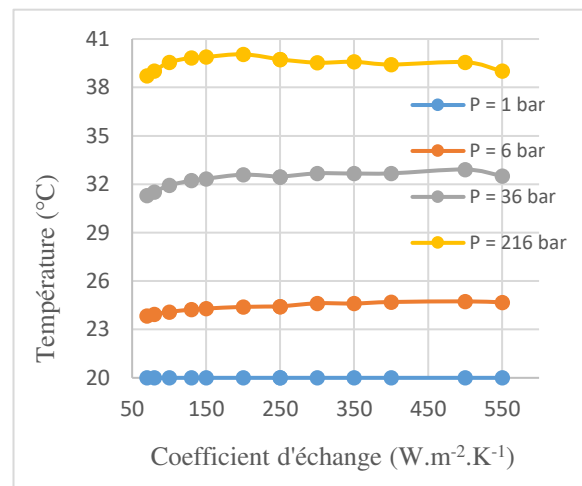


Figure 8 : Température d'eau en entrée et en sortie des étages en fonction de  $\alpha$  (Piston classique)

#### 4.2. Étude de l'influence du diamètre des tubes dans la chambre de compression à piston liquide

La figure 9 présente l'effet du diamètre des tubes dans l'étage à haute pression (36 bar-216 bar) pour le compresseur à piston liquide. Les diamètres de tubes pour les deux premiers étages sont fixés. D'après l'équation 19, le nombre des tubes est inversement proportionnel au Diamètre. Donc en augmentant  $D$ , on diminue  $n$  et cela explique le fait que la surface d'échange totale diminue et donc l'augmentation de la température de l'air à la sortie du troisième étage. Il y a donc un compromis à trouver entre les échanges thermiques et la faisabilité technico-économique. La valeur nominale choisie dans cette étude reste basée sur l'étude de S. Lemofouet ( $D = 1$  ou  $2$  mm)

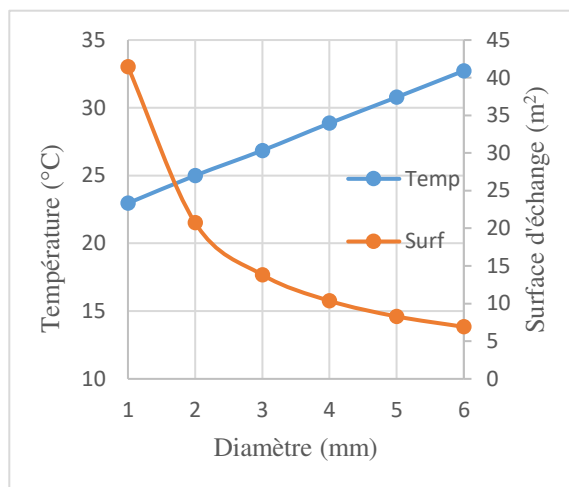


Figure 9 : Température d'air en fonction du diamètre des tubes du 3<sup>ème</sup> étage de compression

#### 4.3. Étude de l'influence du débit d'eau injecté pour le compresseur classique

Une étude concernant l'influence du débit d'eau injecté dans le compresseur à piston classique sur les températures d'air et d'eau pour chaque étage de compression a été réalisée. Les résultats sont présentés sur les figures 10 et 11. Dans les deux cas, on remarque qu'à partir de 1 kg/s d'eau injectée, les températures restent plus ou moins constantes.

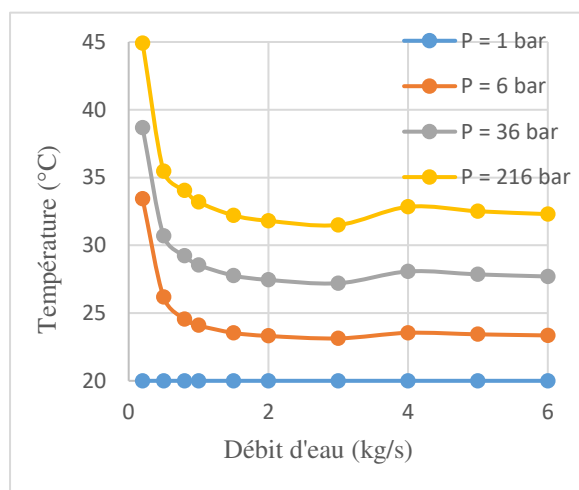


Figure 10 : Température de l'air en fonction du débit d'eau injecté pour les trois étages de compression

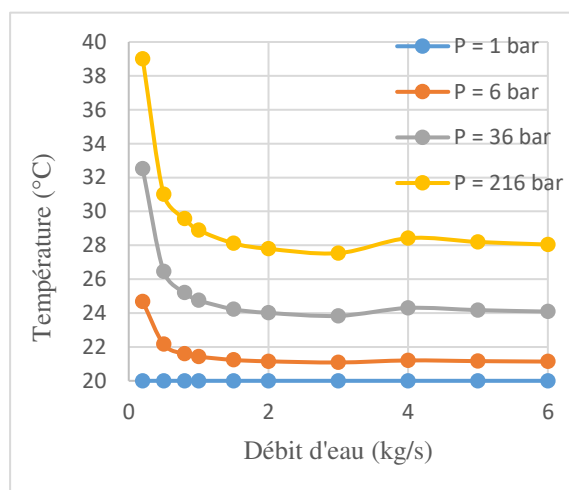


Figure 11 : Température de l'eau en fonction du débit d'eau injecté pour les trois étages de compression

#### 4.4. Étude de l'influence du rayon des gouttelettes d'eau injecté pour le compresseur classique

L'influence du rayon des gouttelettes injectées dans le compresseur à piston classique est étudiée. D'après les figures 12 et 13, une augmentation de la température de l'air est observée lorsque les rayons des gouttelettes augmentent. D'après l'équation 5, le nombre des gouttelettes est inversement proportionnel au  $r^3$ . Donc cette augmentation de température est

due à la diminution du nombre de gouttelettes d'eau (en conservant le temps de séjour des gouttelettes dans le compresseur) et donc par conséquent à la diminution de la surface d'échange air/eau. Cela explique également la diminution de la température de l'eau qui traverse le compresseur.

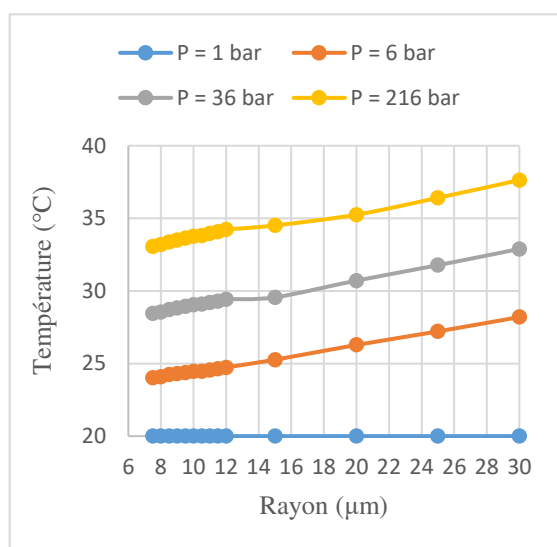


Figure 12 : Température de l'air en fonction du rayon de gouttelette d'eau injecté pour les trois étages de compression

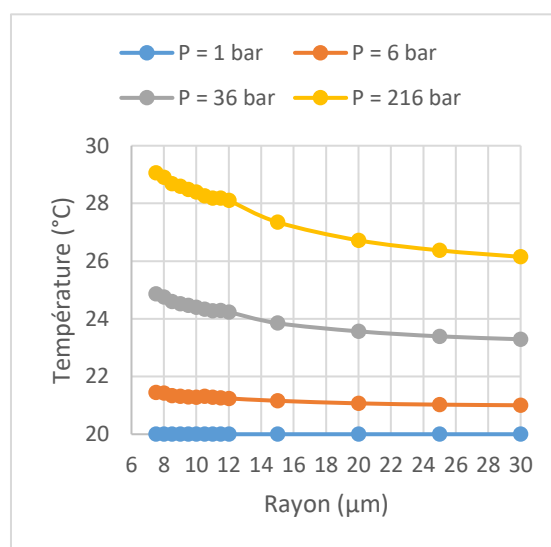


Figure 13 : Température de l'eau en fonction du rayon des gouttelettes injectées pour les trois étages de compression

## 5. Conclusion

Les résultats obtenus confortent l'hypothèse de la compression presque quasi-isotherme avec le compresseur à piston liquide. En représentant la distribution des températures de l'air et de l'eau pour les deux types de compresseur, on en déduit que le piston classique avec injection d'eau est plus favorable à la production du chaud (ou du froid dans le cas de la détente). Nous avons pu également mettre en évidence la forte influence de différents paramètres comme le coefficient d'échange, le diamètre de tube, le rayon des gouttelettes et dans une moindre mesure le débit d'eau injecté sur le comportement des températures de l'air et de l'eau durant la compression. Cette étude nous a permis de développer un outil numérique de compression pour deux technologies. Les deux prochaines étapes consisteront à développer le mode détente et d'intégrer le système au bâtiment.

### Références :

- [1] CRANE, S., FONG, D. *Energy storage system utilizing compressed gas*. US 8,247,915 B2. 21 août 2012.
- [2] LEMOFOUET, S. *Investigation and optimization of hybrid electricity storage systems based on compressed air and supercapacitors*. Thèse de doctorat: Génie électrique et électronique. Lausanne : École polytechnique fédérale de Lausanne, 2006, 267 p.
- [3] LEMOFOUET, S., RUFER, A. *Multistage hydraulic gas compression/expansion systems and methods*. US 8,567,183 B2. 29 octobre 2013.
- [4] LALLEMAND, A. Air humide. In : *Thermodynamique générale*. Lyon : 2004, p. 192-232.
- [5] CRETINON B. Paramètres hygrométriques. *Techniques de l'Ingénieur*. ref. R3047 v1.
- [6] QIN, C., LOTH, E. (2016). *Efficient Compressed Air Energy Storage through Spray-Cooling*. 9th International Conference on Multiphase Flow
- [7] ENAIRYS POWERTECH. *Réalisation et caractérisation étendue d'un prototype de système de stockage hydro-pneumatique d'énergie*. Rapport final. Suisse, 2012, 17p.

# Analyse comparative de cycles hybrides innovants impliquant des procédés à sorption, pour le stockage d'énergie thermique, la production de froid et/ou de travail mécanique.

Alexis GODEFROY<sup>1\*</sup>, Maxime PERIER-MUZET<sup>1,2</sup>, Nathalie MAZET<sup>1</sup>

<sup>1</sup> CNRS-PROMES Laboratoire PROcédés, Matériaux et Energie Solaire  
Tecnosud, Rambla de la Thermodynamique – 66100 Perpignan

<sup>2</sup> UPVD Université de Perpignan Via Domitia  
52 Avenue Paul Alduy – 66100 Perpignan

\*(auteur correspondant : alexis.godefroy@promes.cnrs.fr)

**Résumé** – Un état de l'art des cycles thermodynamiques hybrides mettant en jeu des procédés à sorption est présenté, fournissant un support d'analyse comparée des différents systèmes. Les domaines de pression sont relevés et les organes de détente utilisables (turbine ou expandeur volumétrique) discutés. Le rendement 1<sup>er</sup> principe moyen est de 0,32 pour les hybrides à absorption et 0,44 pour les hybrides à sorption solide / gaz. L'analyse de la répartition des effets utiles produits (froid ou travail mécanique) explique les valeurs plus faibles obtenues pour les cycles à absorption. Enfin, l'analyse thermodynamique d'un cycle hybride à sorption solide / gaz avec stockage est effectuée.

## Nomenclature

<i>COP</i>	Coefficient de Performance	<i>Indices et exposants</i>	
<i>T</i>	Température, °C ou K	<i>I</i>	1 <sup>er</sup> principe (énergétique)
<i>w</i>	Travail mécanique spécifique, $J \cdot kg^{-1}$	<i>ex</i>	Exergétique
<i>q</i>	Energie thermique spécifique, $J \cdot kg^{-1}$	<i>in</i>	Entrant
<i>W</i>	Travail mécanique, <i>J</i>	<i>ref</i>	Réfrigération
<i>Q</i>	Quantité de chaleur, <i>J</i>	<i>eq, r</i>	Equilibre thermo. de réaction
<i>E</i>	Exergie, <i>J</i>	<i>0</i>	Grandeur de référence
$\dot{W}$	Puissance mécanique, <i>W</i>	<i>P</i>	Pompe(s)
$\dot{Q}$	Puissance thermique, <i>W</i>	<i>exp</i>	Expandeur
$\dot{E}$	Flux d'exergie, <i>W</i>	<i>L</i>	Bas
<i>Symboles grecs</i>		<i>int</i>	Intermédiaire
$\eta$	Rendement	<i>H</i>	Haut
$\tau$	Ratio de production de froid ou travail	<i>sat</i>	Saturation (NH <sub>3</sub> )

## 1. Introduction

Les politiques énergétiques et environnementales induisent des problématiques devenues cruciales, d'intégration de sources renouvelables intermittentes, d'écrêtage de pics de demande fortement générateurs de GES, de sources décentralisées et d'usages en autoconsommation... Celles-ci nécessitent la gestion de demandes et sources énergétiques toutes deux variables en forme énergétique, disponibilité, puissance. L'accroissement de cette diversité et de cette variabilité est un déterminant du contexte énergétique à venir, qui requiert des approches innovantes en termes de gestion mais aussi de procédés de conversion d'énergie adaptés.

Concernant la diversité des formes énergétiques en particulier au niveau de la demande, l'une des solutions est le développement de procédés multifonctionnels. Ils permettent soit la génération de plusieurs formes énergétiques à partir d'une même source, soit des productions en cascade en alimentant un système par les rejets thermiques de l'autre (exemple : systèmes de

cogénération couplant productions de chaleur et d'électricité, et permettant d'arbitrer entre l'une et l'autre selon la demande).

Quant à la gestion de la variabilité, la solution de base consiste à intégrer des procédés de stockage, de différentes formes ou vecteurs énergétiques, et donc à rajouter un élément annexe à un système existant. Parmi les filières de stockage d'énergie thermique, les stockages thermochimiques présentent les plus fortes densités énergétiques, et sont aussi des procédés capables de réaliser, à partir d'une source thermique, une production de froid ou une thermo-transformation (revalorisation thermique).

Dans ce contexte, il est intéressant de coupler deux cycles thermodynamiques afin de combiner leurs fonctionnalités et leurs avantages et réaliser un système dit « hybride » conduisant à des fonctionnalités innovantes et un intérêt significatif en termes de flexibilité et d'efficacité. Dans cet objectif, les cycles les plus pertinents sont :

1. Les cycles trithermes à sorption liquide/gaz (absorption) : ils associent l'évaporation / condensation d'une vapeur et son absorption/désorption dans une solution (classiquement H<sub>2</sub>O/LiBr) pour valoriser les effets thermiques associés, exo- ou endothermiques selon les composants. Ces procédés permettent de réaliser de façon continue (par circulation de la solution entre générateur et absorbeur) une production de froid (à l'évaporateur) ou de chaleur (à l'absorbeur). Ils sont caractérisés par leurs bons COP en production de froid (0,7 à 1 environ) en comparaison avec les autres cycles à sorption, notamment la sorption physique solide/gaz (zéolithe / H<sub>2</sub>O par exemple), qui présente des COP moyens allant de 0,1 à 0,7 [1].

2. Les cycles trithermes à sorption solide/gaz (thermochimiques) : ils sont de fonctionnement similaire aux précédents, mais basés sur une réaction renversable entre un solide et un gaz (synthèse exothermique/décomposition endothermique) et donc discontinus. Ils assurent ainsi intrinsèquement une fonction stockage caractérisée par de fortes densités énergétiques [2] et opèrent dans une large gamme de conditions opératoires (T, P) selon les réactifs [1].

3. Les cycles dithermes moteurs : les cycles organiques de Rankine assurent une production d'énergie mécanique efficace à partir d'une source de chaleur à bas niveau thermique, l'adaptation du fluide et des composants permettant d'optimiser la production de travail.

Ces trois cycles ont pour point commun la mise en œuvre d'un fluide de travail qui subit des changements d'état dans des évaporateurs et condenseurs. Concrètement, le couplage et l'hybridation de ces cycles résultera donc de la mise en commun de ces composants.

La première partie de ce document présente deux cycles thermodynamiques résultant de l'hybridation de chacun des deux cycles à sorption précédents avec un cycle moteur de type Rankine. Ces hybrides ont ensuite fait l'objet d'une analyse bibliographique. Enfin, l'analyse thermodynamique de 'l'hybride thermochimique' intégrant la fonction stockage est réalisée.

## 2. Description des hybrides combinant sorption et cycle moteur

### 2.1. Hybride à absorption (Ha)

La première hybridation, présentée Figure 1, consiste en l'intégration d'un organe de détente (expandeur) au sein d'une machine à absorption dédiée à la production de froid. On obtient ainsi un cycle tritherme dont le fonctionnement est continu, comme dans le cas du cycle à absorption seul. Ce système est multifonctionnel : l'énergie thermique ( $Q_g$ ) transmise au générateur de vapeur est transformée en froid au niveau de l'évaporateur ( $Q_e$ ) et / ou convertie en travail mécanique ( $W_{exp}$ ) au niveau de l'expandeur. Toutefois, il n'intègre pas de stockage.

Les cycles à sorption hybrides décrits dans la littérature (cf. §3) sont essentiellement basés sur des cycles à absorption liquide/gaz utilisant un détendeur volumétrique. Le cycle le plus

étudié, proposé par Goswami [3], pour la production de travail mécanique et avec une faible production frigorifique, diffère de l'hybride **Ha** par l'absence de condenseur et d'évaporateur, le froid étant produit en aval de l'expandeur (à partir de chaleur sensible du fluide de travail).

## 2.2. Hybride thermochimique (Ht)

Le second cycle hybride de référence est représenté sur la Figure 2. Ici, l'expandeur est inséré dans un cycle à sorption solide / gaz (chimisorption). On aboutit à un cycle tritherme ou quadritherme, dont le fonctionnement est discontinu comme dans le cas du cycle thermochimique seul. Outre son aspect multifonctionnel (production de travail mécanique au niveau de l'expandeur et production de froid à l'évaporateur ou au réacteur basse température), ce cycle présente l'intérêt d'introduire une capacité de stockage intrinsèque grâce au(x) réacteur(s) à sorption solide / gaz. Cependant, la valorisation de l'aptitude au stockage de tels systèmes thermochimiques est peu abordée dans la littérature.

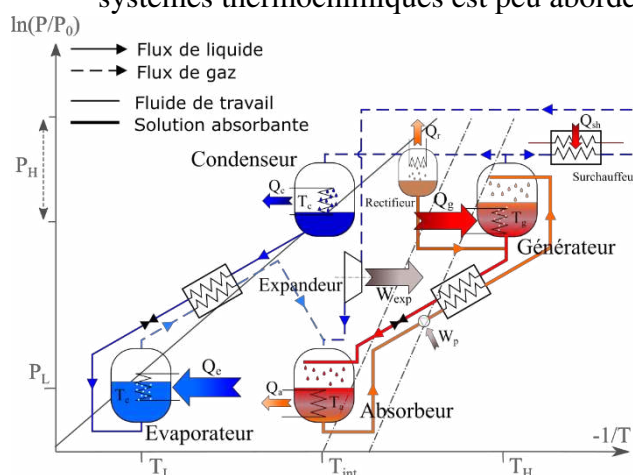


Figure 1 : Cycle hybride à absorption **Ha** représenté dans le diagramme de Clausius-Clapeyron.

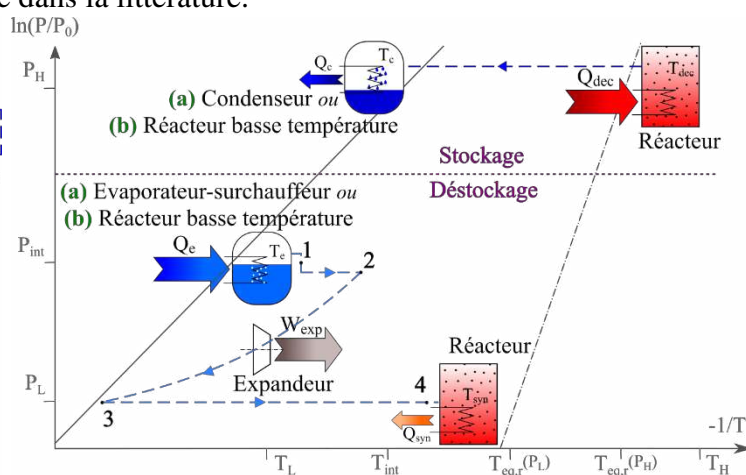


Figure 2 : Cycle hybride thermochimique **Ht** dans le diagramme de Clausius-Clapeyron.

Les lignes grises sont les droites d'équilibre thermodynamique :

— liquide/gaz ; - - - isostères d'absorption (Fig. 1) et réaction solide/gaz (Fig. 2).

## 3. Analyse comparée des hybrides à sorption de la littérature

Un travail de recherche bibliographique a été réalisé sur les cycles hybrides à sorption, la synthèse en est présentée dans le Tableau 1. Afin de décrire brièvement les cycles répertoriés, la deuxième colonne « Composition du cycle » précise pour chacun d'entre eux l'hybride de référence le plus proche (**Ha**, **Ht(a)** ou **Ht(b)**) puis les éléments qui en diffèrent (cf. légende).

Tous les cycles dérivant de l'hybride **Ha** comportent une (des) pompe(s) (cf. Figure 1). Bien que non précisé dans la colonne "Energies entrantes", le travail fourni par ces pompes est pris en compte dans le calcul des performances. A l'inverse, les cycles dérivant de **Ht** ne comportent pas de pompes. En plus du cas de référence **Ht(a)**, un cycle dit « à résorption », dans lequel un second réacteur se substitue à l'ensemble évaporateur–condenseur, est envisagé : **Ht(b)**.

Le tableau, bien sûr non exhaustif, met cependant en évidence la diversité des hybrides existants. On constate de plus que les cycles sont de complexités très variables, notamment les hybrides à absorption : outre le cycle de Goswami [3,4], plusieurs d'entre eux mettent en œuvre des associations en série ou en parallèle de cycles à absorption et de Rankine, ou des cascades de cycles ayant jusqu'à 5 étages de pression [5,6]. Les hybrides mettant en jeu des procédés thermochimiques présentent des niveaux de complexité moins importants, et sont jusqu'à présent moins développés que les hybrides à absorption.



Réf.	Composition du cycle	Niveaux de pression (bars) (Basses de l'expandeur)			Energies entrantes ** (Min ; Max)	Fonctionnalités et effets utiles produits		Répts thermiques (Min ; Max)	Evaluation des performances		Répartitions des effets utiles produits :		Commentaires - Remarques
		Low	Medium	High		Froid - T °C (Min ; Max)	Stockage		Rendement "1er principe" / COP	Rendement exergetique	Travail $\frac{W}{W+Q_{ref}}$	Froid $\frac{Q_{ref}}{W+Q_{ref}}$	
[8]	Ha	1.8-2	-	8.5-10.5	(200 ; 300)	-9	Non	22	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}+W_p} = 0.47 - 0.52^*$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}+W_p} = 0.37^*$	8.04%	92.0%	Expérimental. Production non simulée de froid et de travail (choix entre 2 modes de fonctionnement). T <sub>1</sub> : 25 °C
[3]	Ha-0-C-0-E	2	-	30	140	-10	Non	7	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.24$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.59^*$	73.9%	26.1%	Théorique. Cycle de Goswami original. Production simulée de froid et de travail. T <sub>1</sub> : 7 °C
[4]	Ha-0-C-0-E	2	-	20.5 (4-54)	127 (57 ; 197)	10	Non	17	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.18^*$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.62^*$	93.1%	6.90%	Théorique. Cycle de Goswami légèrement modifié. Production simulée de froid et de travail. T <sub>1</sub> : -17 °C
[5]	Ha-1-B-2-C-pression	0.24	1.8-14	52.4	465	-10	Non	25	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.28$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.56$	75.0%	25.0%	Théorique. Production simulée de froid et de travail. T <sub>1</sub> : 25 °C
[6]	Ha-2-A-1-B-pression	0.85	1.5-14	155	465	-15	Non	25	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.24 - 0.26$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.51 - 0.54$	76.6-82.7%	17.3-23.4%	Théorique. Production simulée de froid et de travail. Ajustement possible du ratio (froid/travail). T <sub>1</sub> : 25 °C
[6]	Ha-2-A-2-Exp-pression	0.20.4	0.4-1.6-14	26	465	-15	Non	25	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.28$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.59$	73.9-84.6%	15.4-26.1%	Théorique. Production simulée de froid et de travail. Ajustement possible du ratio (froid/travail). T <sub>1</sub> : 25 °C
[9]	Ha-0-C-2-A-1-B-3 étages de pression	1.6	4.9	22.4	200	7	Non	25	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.25^*$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.48$	52.9%	47.1%	Théorique. Production simulée de froid et de travail. Ajustement possible du ratio (froid/travail). T <sub>1</sub> : 0 °C
[10]	Ha-0-Rect-2A-2-G	2.9-5.2	-	11.67-20.33	150 (85 ; 190)	-5 (-10 ; 5)	Non	30 (10 ; 50)	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.61^*$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.56^*$	10.3%	89.7%	Théorique. Production simulée de froid et de travail. Ajustement possible du ratio (froid/travail) de 0 à 1
[16]	H(a)	0.3	-	1.9 *	120	NA	Oui	69	$\eta_1 = \frac{W}{Q_{in}} = 0.10$	$\eta_{ex} = \frac{W}{E_{in}} = 0.43^*$	NA	NA	Théorique. Cycle de Choisi. H-0/1/2/3. La publication englobe cycle thermochimique et à absorption. Production de froid possible mais non détaillée. T <sub>1</sub> : 25 °C
[11]	H(b) - 4 R	1-6	-	30	150 (100 ; 400)	10 (-10 ; 10)	Non	30	$\eta_1 = \frac{W}{Q_{in}} = 0.10$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.9 (0.80 - 0.90)$	15.5%	84.5%	Théorique. Production simulée de froid et de travail par 2 systèmes à desorption. Les réactifs sont séparés continuellement. Performances très dépendantes du couple de sels réactifs choisis
[15]	H(a) - 2 R - 3 étages de pression	2.9	8.5	24	200 (100 ; 400)	10 (-10 ; 10)	Non	20	$\eta_1 = \frac{W}{Q_{in}} = 0.10$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.48 (0.48 - 0.54)$	19.2%	80.8%	Théorique. Production simulée de froid et de travail. Fonctionnement pseudo-continu grâce aux 2 réacteurs. T <sub>1</sub> : 20 °C. Performances très dépendantes du sel réactif choisis
[12]	H(b) - 4 R	0.83	1.44	2.81	90 (90 ; 260)	-10	Non	20	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.42$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.62$	16.2%	83.8%	Théorique. Production simulée de froid et de travail par 2 systèmes à résorption fonctionnant en opposition de phase - fonctionnement pseudo-continu. T <sub>1</sub> : 20 °C. Performances très dépendantes du couple de sels réactifs choisis
[13]	H(b)	1 *	-	6-10	180 (100 ; 300)	0 (-10 ; 10)	Oui	30	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.89^*$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.41 (0.27 - 0.41)$	10.4-20.6%	89.6-79.4%	Théorique. (MnCl <sub>2</sub> /CaCl <sub>2</sub> ). Production déphasée de froid et de travail - fonctionnement pseudo-continu. T <sub>1</sub> : 25 °C
[14]	H(b)	1	-	2	160 (120 ; 170)	10 (-15 ; 15)	Non	25 (25 ; 35)	$\eta_1 = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} = 0.42 (0.29 - 0.42)$	$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = 0.39 (0.39 - 0.40)$	2.91%	97.1%	Théorique. (MnCl <sub>2</sub> /CaCl <sub>2</sub> ). Production déphasée de froid et de travail - fonctionnement pseudo-continu. T <sub>1</sub> : 25 °C. Performances très dépendantes du couple de sels réactifs choisis
[7]	H(b) - 2 à 4 Exp	0.04 *	-	49 *	140 (30 ; 150)	Non	Non	25	$\eta_1 = \frac{W}{Q_{in}} = 0.14 (0.07 - 0.15)$	$\eta_{ex} = \frac{W}{E_{in}} = 0.50 (0.25 - 0.54)^*$	100%	0%	Théorique. (SrCl <sub>2</sub> /MnCl <sub>2</sub> ). Fonctionnement pseudo-continu. T <sub>1</sub> : 25 °C. Performances très dépendantes du couple de sels réactifs choisis

C >> Condenseur ; E >> Evaporateur ; B >> Boîtier (Evaporation à très haute température) ; A >> Absorbant ; G >> Générateur (desorbent) ; Rect >> Rectifieur ; Exp >> Expandeur ; R >> Réacteur à sorption solide / Gaz

\* >> Non précisé explicitement dans la publication, déduit des données disponibles ; \*\* >> Bien que non précisé dans la colonne "Energies entrantes", le travail fourni par les pompes éventuelles est pris en compte dans le calcul des performances (W est un travail "net")

Tableau 1 : Aperçu des cycles hybrides mettant en jeu des procédés à sorption



Les cycles hybrides à absorption usuels pour la cogénération de froid et de travail fonctionnent sous des rapports de détente de 2 à 20 (selon la température de source chaude), des pressions basses de l'ordre du bar et des pressions hautes de quelques dizaines de bars. Les études théoriques menées par Zhang et Lior [5,6] proposent des gammes de pression élargies (pressions hautes s'échelonnant de 52,4 à 155 bars et rapports de détente d'environ 200).

Concernant les hybrides thermochimiques, les gammes de pression recensées sont plus restreintes et les rapports de détente vont de 2 à 10 environ. La présence de cascades permet toutefois d'exploiter des différences de pression plus importantes, comme dans l'étude [7].

La problématique des gammes de pression amène la question du choix du type d'expandeur à utiliser. Nous nous intéressons d'abord au cas des variantes de l'hybride **Ha**. En l'absence d'expandeur adapté à la taille du prototype, Han et al. [8] ont fait le choix d'utiliser une vanne de détente suivie d'un échangeur de chaleur pour simuler le passage dans un expandeur. Les études théoriques de Goswami [3,4] évoquent l'utilisation d'une turbine, de même que Zhang et Lior [5,6] et Hua et al. [9]. Dans les systèmes à absorption, l'usage d'une turbine pour la production de travail semble fréquent ; cependant, les expandeurs volumétriques s'avèrent adaptés aux machines de petite taille, comme le soulignent Ventas et al. [10] qui citent tout d'abord l'expandeur à spirales (« scroll »), puis l'expandeur à vis (« screw »), et enfin l'expandeur à piston sur lequel un intérêt croissant est porté.

Les variantes de l'hybride **Ht** sont majoritairement des cycles à résorption, i.e. utilisant au moins deux réacteurs à chimisorption et deux sels réactifs différents. L'organe de détente du système décrit par Wang et al. [11] est une turbine ; Lu et al. [12] choisissent un expandeur de type scroll, de même que Jiang et al. [13,14] qui donnent également une évaluation expérimentale [13] de ses performances (notamment le rendement isentropique) ; l'étude théorique menée par Bao et al. [7] met en avant l'importance, lors du choix de la technologie d'expandeur, de l'aspect dynamique des systèmes à résorption (débits de gaz fortement variables du fait de la cinétique de la réaction chimique) et du (des) rapport(s) de pression qu'ils mettent en jeu selon les sels réactifs utilisés. Enfin, l'hybride présenté par Bao et al. [15], qui ne dérive pas du cycle à résorption, intègre également un expandeur de type scroll dont une modélisation dynamique est proposée.

L'analyse des gammes de pression et des organes de détente utilisés fait ressortir l'adéquation des turbines avec les systèmes à rapports de détente importants (supérieurs à 7), tandis que les expandeurs volumétriques - et notamment de type « scroll » - sont davantage utilisés dans les machines de plus petite taille, correspondant à des rapports de détente plus faibles (environ 2 à 7). La gamme des températures de source chaude coïncide, pour la majorité des cycles hybrides du Tableau 1, avec celle des cycles organiques de Rankine (ORC), i.e. 100 à 300 °C. Seules les analyses de Zhang et Lior [5,6] se basent sur une température de source chaude bien supérieure (465 °C), supposée correspondre à des rejets thermiques industriels à haute température (par exemple ceux d'une turbine à gaz).

En ce qui concerne la fonctionnalité de stockage, peu de cycles hybrides l'intègrent. La première étude mettant en avant la capacité des procédés à sorption à fournir un stockage thermochimique d'énergie est celle de Jahnke et al. [16]. Le cycle décrit, généralisant l'hybride **Ht(a)**, possède la capacité intrinsèque de stocker l'énergie thermique apportée (pour décomposer le sel réactif ou désorber la vapeur présente dans le sorbant) sous forme de potentiel chimique disponible au réacteur ou désorbeur. A l'inverse, la capacité de stockage d'énergie du cycle de Jiang et al. [13] n'est pas intrinsèque au procédé puisqu'il s'agit d'un stockage externe par matériau à changement de phase (PCM). Pour évaluer les performances énergétiques des cycles thermodynamiques hybrides dédiés à la production de froid et de travail mécanique, le critère retenu est le rendement « 1<sup>er</sup> principe », d'usage courant :

$$\eta_I = \frac{W+Q_{ref}}{Q_{in}} \quad (1)$$

, où  $W$  désigne le travail mécanique net produit ( $W = W_{exp} - W_p$ ),  $Q_{ref}$  le froid produit et  $Q_{in}$  la quantité de chaleur entrante. En outre, une analyse exergetique est requise pour tenir compte de la différence de « qualité » thermodynamique des deux énergies sortantes (travail mécanique / froid). D'où la définition d'un rendement « exergetique » :

$$\eta_{ex} = \frac{W+E_{ref}}{E_{in}} = \frac{W+Q_{ref}\left(\frac{T_0}{T_{ref}}-1\right)}{Q_{in}\left(1-\frac{T_0}{T_{in}}\right)} \quad (2)$$

Cela nécessite une température de référence  $T_0$ , qui est souvent prise égale à la température ambiante mais variable selon les auteurs (cf. colonne « Commentaires » du Tableau 1).

Un travail d'uniformisation a été effectué (calcul des critères de performance manquants sur la base des grandeurs disponibles dans les publications) pour se ramener aux 2 critères de performance précédents afin d'établir le Tableau 1. Notons que les expressions peuvent cependant varier légèrement, selon les auteurs et les données fournies. Vijayaraghavan et Goswami [17] ont proposé une analyse des critères d'évaluation des performances pour de tels cycles hybrides.

On constate que les rendements 1<sup>er</sup> principe des cycles hybrides à absorption varient de 0,18 à 0,61 (moyenne : 0,32), le système le plus performant étant celui proposé par Ventas et al. [10] (cycle à absorption double-effet utilisant le couple  $\text{NH}_3 / \text{LiNO}_3$ ). Les rendements exergetiques se situent entre 0,37 et 0,62 (moyenne : 0,54). Le cycle de Goswami [4] a le rendement exergetique le plus élevé, en raison de la forte proportion de travail mécanique qu'il délivre.

En ce qui concerne les hybrides thermochimiques, le rendement 1<sup>er</sup> principe varie de 0,10 à 0,89 (moyenne : 0,44) et le rendement exergetique entre 0,17 et 0,90 (moyenne : 0,44). On observe ici que les valeurs des rendements ou COP sont très fluctuantes d'un système à l'autre, ce qui s'explique notamment par leur forte dépendance vis-à-vis des sels réactifs utilisés.

L'analyse des performances fait ressortir que les hybrides thermochimiques ont généralement un meilleur rendement énergétique mais un moins bon rendement exergetique que les cycles hybrides à absorption. Ceci est cohérent avec la répartition des effets utiles produits dans chaque cas. En effet :

- hormis [16] et [7] qui sont exclusivement dédiés à la production de travail mécanique, les cycles hybrides à sorption solide / gaz de la littérature sont davantage tournés vers la production de froid (plus de 80% de la production totale).
- à l'inverse, les hybrides à absorption produisent essentiellement du travail mécanique (par exemple, le cycle de Goswami [4] a un très faible effet frigorifique de 6,9%), même si certains d'entre eux permettent l'ajustement des productions de froid et de travail, voire un fonctionnement selon deux modes différents.

La plus faible proportion de travail mécanique produit se répercute dans le cas des systèmes thermochimiques, positivement sur le rendement premier principe (moins de conversion d'énergie thermique en travail), mais négativement sur le rendement exergetique (l'énergie thermique ayant un plus faible contenu exergetique que le travail mécanique).

#### 4. Analyse thermodynamique d'un hybride thermochimique avec stockage

L'étude bibliographique a montré que peu de publications se sont penchées sur la configuration **Ht(a)**. Bao et al. [15] présentent un cycle similaire (de composition identique, mais n'intégrant pas la fonction stockage), et l'étude théorique [16] est la seule à mettre en

avant la fonctionnalité de stockage intrinsèque à cet hybride. Une analyse thermodynamique de cet hybride (selon les conventions de la Figure 2) est proposée ici.

La phase de stockage consiste en la décomposition endothermique du sel réactif (grâce à la source chaude) puis la condensation exothermique de la vapeur réactive ainsi générée (évacuation d'énergie thermique vers le puits à température intermédiaire) ; la phase de déstockage, quant à elle, permet à la fois la production de froid (par évaporation de l'ammoniac à  $T_L$ ) et de travail mécanique (par détente de la vapeur dans l'expandeur).

L'étude thermodynamique a été menée sous le logiciel EES<sup>®</sup>, pour différents sels réactifs. Pour la modélisation du cycle, les hypothèses et conditions opératoires sont les suivantes :

- Pertes de charges négligeables en amont et en aval de l'expandeur,
- Chaleurs sensibles négligeables devant celles des processus endo- et exothermiques,
- Rendement isentropique de l'expandeur : 0,8,
- Plage d'avancement de réaction en synthèse et décomposition : 0,8,
- Ecart de température pour l'échange thermique avec les sources : 5 K,
- Ecart entre température du réacteur et équilibre thermodynamique de réaction : 20 K,
- Ecart de température « interne » ( $\Delta T_{int} = T_4 - T_2$ ) : 10 K,
- $T_{int}$  fixée à 25 °C, ce qui impose  $P_H = 11,67$  bars et  $P_L$  dépendant du sel,
- $T_L$  fixée à 0 °C, ce qui impose  $P_{int} = 3,55$  bars.

Les résultats sont synthétisés en Tableau 2. Le choix du sel réactif a visiblement peu d'influence sur le rendement 1<sup>er</sup> principe, qui vaut en moyenne 0,54. Les sels sont classés (de haut en bas) par température d'équilibre croissante pour une pression donnée. Selon cet ordre, on observe que :

- La pression  $P_L$  (pression de synthèse) est décroissante ;
- $P_{int}$  étant imposée, il en résulte un rapport de détente et une production de travail mécanique croissants ;
- Le ratio  $\tau_w$  est donc également croissant, ainsi que le rendement exergetique  $\eta_{ex}$  malgré l'augmentation de la température de source chaude nécessaire ;
- Du fait de la diminution de  $P_L$ , la température  $T_3 = T_{sat}(P_L)$  en sortie d'expandeur décroît. Ceci pourrait engendrer des difficultés technologiques, par exemple pour  $FeCl_2$ ,  $MgCl_2$  et  $NiCl_2$  où  $T_3 < 200$  K
- Enfin, comme évoqué ci-dessus, la température de source chaude nécessaire est croissante (par exemple pour  $MgCl_2$  et  $NiCl_2$ ,  $T_H > 500$  K).

Sel	Synthèse					Décomposition		Evaluation des performances et répartition des effets utiles					
	$T_2$ (K)	$P_L$ (bar)	$R_p$ (-)	$T_3$ (K)	$x_3$ (-)	$T_{eq,r}(P_H)$ (K)	$T_H$ (K)	$\eta_I$ (-)	$\eta_{ex}$ (-)	$\tau_w$ (-)	$\tau_{ref}$ (-)	$q_{ref}$ (kJ/kg <sub>sel</sub> )	$w$ (kJ/kg <sub>sel</sub> )
CaCl <sub>2</sub>	277,7	2,493	1,42	259,4	1	359,5	384,5	0,55	0,28	0,03	0,97	628,5	-17,2
SrCl <sub>2</sub>	287,1	1,781	1,99	251,7	1	368	393	0,55	0,32	0,05	0,95	769,9	-41,2
ZnCl <sub>2</sub>	293,2	0,609	5,8	230,2	0,97	392,7	417,7	0,55	0,37	0,11	0,89	255,9	-32,9
MnCl <sub>2</sub>	293,2	0,176	20,2	209,9	0,92	423,9	448,9	0,55	0,40	0,17	0,83	554,2	-112,6
FeCl <sub>2</sub>	293,2	0,042	85,4	190,8	0,89	458,7	483,7	0,54	0,41	0,22	0,78	550,3	-152,9
MgCl <sub>2</sub>	293,2	0,011	319,0	176,5	0,86	486,5	511,5	0,52	0,40	0,25	0,75	732,5	-247,0
NiCl <sub>2</sub>	293,2	0,002	1695,0	161,4	0,83	531	556	0,52	0,39	0,29	0,71	538,2	-216,9

Conditions de fonctionnement :  $T_L = 273,2$  K ( $P_{int} = 3,55$  bar) et  $T_{int} = 298,2$  K ( $P_H = 11,67$  bar). On a :  $T_{eq,r}(P_L) = 323,2$  K

Tableau 2 : Analyse thermodynamique de  $Ht(a)$  en fonction du sel réactif choisi

Le réactif  $MnCl_2$  semble prometteur au vu de cette analyse thermodynamique. Il est bien connu pour les procédés de stockage thermo-chimique et déjà utilisé dans des systèmes commerciaux. D'après ces résultats, une masse de 32 kg de ce sel serait suffisante pour disposer

d'une capacité de stockage permettant de produire 1 kWh de travail mécanique et 4,9 kWh de froid.

## 5. Conclusion

L'état de l'art des connaissances actuelles sur les cycles hybrides impliquant des procédés à sorption pour la production de froid et de travail mécanique permet de rendre compte de la diversité et de la complexité des systèmes existants, et de mettre en avant une lacune concernant les cycles intégrant une fonction intrinsèque de stockage. Dans ce contexte, une analyse thermodynamique de l'hybride **Ht(a)** a été proposée. Des travaux plus approfondis sont à développer sur ce cycle, et notamment sur le couplage antagoniste entre expandeur et réacteur à sorption solide / gaz [7,15]. En outre, d'autres configurations sont envisageables, par exemple avec plusieurs détentes successives pour exploiter des différences de pression importantes.

## Références

- [1] L. F. Cabeza, A. Solé, C. Barreneche, Review on sorption materials and technologies for heat pumps and thermal energy storage, *Renewable Energy* 110, 3-39 (2017).
- [2] D. Aydin, S. P. Casey, S. Riffat, The latest advancements on thermochemical heat storage systems, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 41, 356-367 (2015).
- [3] F. Xu, D.Y. Goswami, S.S. Bhagwat, A combined power / cooling cycle, *Energy* 25, 233-246 (2000).
- [4] A.A. Hasan, D.Y. Goswami, S. Vijayaraghavan, First and second law analysis of a new power and refrigeration thermodynamic cycle using a solar heat source, *Solar Energy* Vol. 73, 385-393 (2002).
- [5] N. Zhang, N. Lior, Development of a novel combined absorption cycle for power generation and refrigeration, *Journal of Energy Resources Technology* Vol. 129, ASME Transactions, 254-265 (2007).
- [6] N. Zhang, N. Lior, Methodology for thermal design of novel combined refrigeration / power binary fluid systems. *International Journal of Refrigeration* 30, 1072-1085 (2007).
- [7] H. Bao, Z. Ma, A.P. Roskilly, A chemisorption power generation cycle with multi-stage expansion driven by low grade heat, *Energy Conversion and Management* (2017).
- [8] W. Han, Q. Chen, L. Sun, S. Ma, T. Zhao, D. Zheng, H. Jin, Experimental studies on a combined refrigeration / power generation system activated by low-grade heat, *Energy* 74, 59-66 (2014).
- [9] J. Hua, Y. Chen, Y. Wang, A.P. Roskilly., Thermodynamic analysis of ammonia-water power / chilling cogeneration cycle with low-grade waste heat, *App. Thermal Engineering* 64, 483-490 (2014).
- [10] R. Ventas, A. Lecuona, C. Vereda, M.C. Rodriguez-Hidalgo, Performance analysis of an absorption double-effect cycle for power and cold generation using ammonia / lithium nitrate, *Applied Thermal Engineering* 115, 256-266 (2017).
- [11] L. Wang, F. Ziegler, A.P. Roskilly, R. Wang, Y. Wang, A resorption cycle for the cogeneration of electricity and refrigeration, *Applied Energy* 106, 56-64 (2013).
- [12] Y. Lu, Y. Wang, H. Bao, Y. Yuan, L. Wang, A.P. Roskilly, Analysis of an optimal resorption cogeneration using mass and heat recovery processes, *Applied Energy* 160, 892-901 (2015).
- [13] L. Jiang, L.W. Wang, X.F. Zhang, C.Z. Liu, R.Z. Wang, Performance prediction on a resorption cogeneration cycle for power and refrigeration with energy storage, *Ren. Energy* 83, 1250-1259 (2015).
- [14] L. Jiang, L.W. Wang, C.Z. Liu, R.Z. Wang, Experimental study on a resorption system for power and refrigeration cogeneration, *Energy* 97, 182-190 (2016).
- [15] H. Bao, Y. Wang, A.P. Roskilly, Modelling of a chemisorption refrigeration and power cogeneration system, *Applied Energy* 119, 351-362 (2014).
- [16] A. Jahnke, F. Ziegler, M. Karow, Re-evaluation of the Honigmann-process : thermo-chemical heat store for the supply of electricity and refrigeration (2009).
- [17] S. Vijayaraghavan, D.Y. Goswami, On evaluating efficiency of a combined power and cooling cycle, *Proceedings of IMECE*, 287-295 (2002).

## Remerciements

Alexis GODEFROY bénéficie d'une allocation de recherche de l'Ecole Doctorale 305 de l'UPVD – Université de Perpignan Via Domitia.

# Développements récents sur la modélisation des échangeurs géothermiques horizontaux.

Louis Lamarche<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Département de génie mécanique, Ecole de Technologie Supérieure  
1100 Notre-Dame ouest Montréal, Québec, Canada  
H3C1K3

**Résumé** - Les échangeurs géothermiques appliqués aux systèmes de climatisation et de chauffage des bâtiments permettent d'améliorer de façon importante leur efficacité globale. Plusieurs configurations sont possibles, les plus connues étant des configurations verticales et horizontales. Cet article traite de développements récents sur les outils d'analyse propres aux systèmes horizontaux. Ces derniers demandent un traitement particulier à cause de l'impact plus important de la présence du sol ainsi que l'influence des variations saisonnières sur le champ de température autour du champ géothermique. Le modèle présenté ici découle de nombreux travaux qui ont été réalisés récemment dans le domaine des sondes verticales où les outils d'analyse analytiques sophistiqués ont été développés de manière à pouvoir analyser des systèmes complexes dans un temps relativement court. Ces techniques modifiées pour l'analyse des systèmes horizontaux sont présentées pour la première fois dans cette présentation. Les modèles tiennent compte des particularités associées aux conduites horizontales et sont comparés avec des simulations numériques effectuées sur un logiciel d'éléments finis.

## Nomenclature

$C_p$	Chaleur massique K/kg K	$T$	température, K
$h$	réponse thermique adimensionnelle	$u$	vitesse du fluide m/s
$k$	conductivité thermique W/m-K	$x,y,z$	coordonnées spatiales
$L$	longueur de puits, m	<i>Symboles grecs</i>	
$\dot{m}$	débit massique kg/s	$\alpha$	diffusivité thermique, m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$q'$	chaleur par unité de longueur, W/m	$\theta$	température adimensionnelle
$R$	résistance thermique, m-K/W	<i>Indices et exposants</i>	
$t$	temps, s	$p$	paroi
		$s$	sol

## 1. Introduction

L'utilisation de la géothermie à faible profondeur pour alimenter des pompes à chaleur géothermiques est connue depuis plusieurs années. Leur développement technologique est intimement lié au développement des pompes à chaleur lui-même et leur popularité a varié considérablement. Aujourd'hui la technologie semble maîtrisée mais le prix élevé reste un frein à l'augmentation de la part de marché. Le coût de forage est en grande partie responsable. Pour cette raison l'utilisation de systèmes à configuration horizontale est une alternative intéressante par rapport aux systèmes à sondes verticales et leur popularité est encore importante entre autre en Amérique [1]. Malgré une part du marché importante, beaucoup moins d'études scientifiques traitent des champs horizontaux par rapport aux systèmes verticaux alors que des particularités spécifiques associées à ces systèmes rendent ceux-ci plus complexes à analyser. Une différence importante vient du fait que les systèmes horizontaux sont soumis à des variations de température saisonnières importantes, effet négligé dans les applications verticales. L'impact de la présence du sol est également spécifique aux applications horizontales. Finalement, alors que les sondes verticales sont

principalement installées dans des sols rocailloux, les installations horizontales sont installées dans le mort-terrain, dont les propriétés sont influencées par les teneurs en eau, par le mouvement de diffusion associés aux milieux poreux.

Les études initiales des champs horizontaux datent des travaux de Ingersoll et Plass [2, 3] où l'utilisation de la ligne source infinie (LSI) et de la méthode des images est utilisée pour évaluer l'impact du sol sur la réponse thermique des champs de puits. Une étude exhaustive du comportement des champs horizontaux a été effectué par Claesson et Dunand [4]. Une grande partie de l'analyse est basée sur des études en régime permanent contrairement aux modèles de puits verticaux. Cette approche est justifiée par le fait que les échelles de temps sont très différentes dans le cas horizontal à cause de la présence du sol. Ainsi, Eskilson [5] a montré que les effets transitoires dans le cas des sondes verticales s'estompaient pour des temps de l'ordre de :

$$t_{c,vert} = \frac{L^2}{9\alpha} \quad (1)$$

où  $\alpha$  [m<sup>2</sup>/s] est la diffusivité thermique du sol et  $L$ , la longueur du puits. Il est possible de montrer que dans le cas horizontal, ce temps est de l'ordre de

$$t_{c,hori} = \frac{10z_o^2}{\alpha} \quad (2)$$

où  $z_o$  est la profondeur d'enfouissement de la conduite. Pour une valeur typique de diffusivité d'environ 0.1 m<sup>2</sup>/jr, un puits vertical de 100 m et un horizontal enfoui à 1 m, on obtient un temps caractéristique vertical de 30 années et d'environ 100 jours dans le cas horizontal soit environ 100 fois plus court, justifiant l'approche en régime permanent. Des approches numériques ont également été proposées dans la littérature, entre autre par Mei [6] et Piechowski [7], ce dernier cas étant une des rares études tenant compte des phénomènes de transfert de masse dans un milieu poreux typique des applications horizontales. Plus récemment des travaux présentés par Fontaine et al. [8] utilisent le modèle de la ligne source finie (LSF) pour généraliser les études de Claesson et Dunand au cas transitoire. Dans tous les cas, le traitement des variations saisonnières n'est pas trivial. La façon la plus simple est d'utiliser l'expression analytique de Kusuda et Achenbach [9]. Cette relation vient de la solution de l'équation de la chaleur soumise à une excitation périodique en surface. Sa solution est donnée par l'expression suivante :

$$T_1(z,t) = T_o - A \exp\left(-z\sqrt{\frac{\pi}{365\alpha}}\right) \cos\left(\omega\left(t - t_{shift} - \frac{z}{2}\sqrt{\frac{365}{\pi\alpha}}\right)\right) \quad (3)$$

Dans cette relation,  $T_o$  est la température moyenne supposée uniforme loin de la surface,  $A$  est l'amplitude de la variation de température à la surface de la terre,  $t_{shift}$  est le jour le plus froid de l'année pour l'endroit considéré. Cette expression néglige l'impact du gradient géothermique mais ce dernier pourrait facilement y être intégré. L'impact de ces variations de température sur la conception des champs géothermiques horizontaux n'est pas évident. Une façon simple est de calculer la température à la distance d'enfouissement au temps le plus froid de l'année en chauffage et à la journée la plus chaude de l'année en climatisation et de l'utiliser comme température de sol pour la conception du champs de puits [10].

## 2. Modélisation des puits horizontaux

### 2.1. Modèles existants

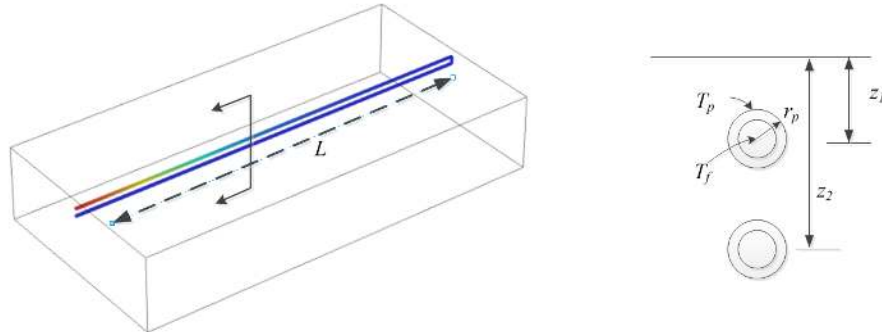


Figure 1 :Échangeur horizontal

La Figure 1 montre un exemple simple d'échangeur horizontal. Pour tenir compte des variations saisonnières, on utilise le principe de superposition. Dans le cas où on a une seule conduite, on obtient :

$$T(z,t) = T_1(z,t) + T_2(z,t) \quad (4)$$

La solution  $T_1$  est celle donnée par l'équation 3 alors que la solution pour  $T_2$  est donnée par l'utilisation de la méthode des images. Cette méthode assure l'imposition de la condition frontière homogène en surface. Cette méthode suppose qu'on représente la conduite comme étant un point source dont la réponse thermique est connue.

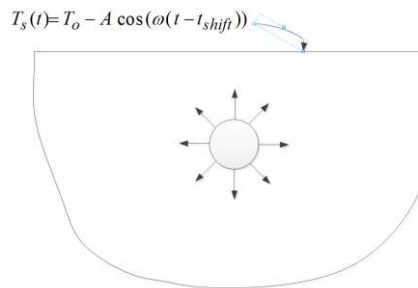


Figure 2 :Coupe pour une seule conduite :

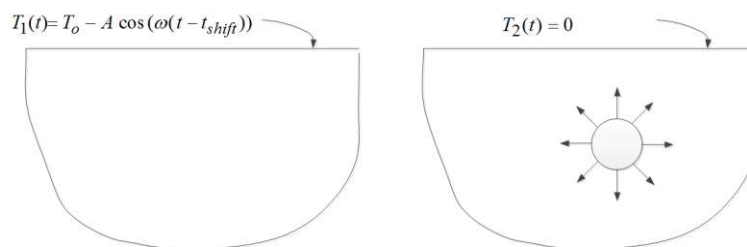


Figure 3 :Principe de superposition

Dans le cas simple où on suppose que le flux de chaleur est uniforme, on peut utiliser la solution de la ligne source infinie [11],  $I_{(X)} = \frac{E_1\left(\frac{r^2}{4\alpha t}\right)}{2}$ , comme solution associée à cette source.  $E_1$  est la fonction exponentielle intégrale. La solution pour la conduite du haut de la figure 1 devient alors :

$$T_{2p,1}(z,t) = \frac{1}{2\pi k_s} \left[ q'_1 \left( I\left(\frac{r_p}{2\sqrt{\alpha t}}\right) - I\left(\frac{2z_1}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \right) + q'_2 \left( I\left(\frac{z_2 - z_1}{2\sqrt{\alpha t}}\right) - I\left(\frac{z_2 + z_1}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \right) \right] \quad (5)$$

où les taux de transfert de chaleur par unité de longueur  $q'$  pour les conduites 1 et 2. La température moyenne du fluide se trouve en tenant compte de la résistance thermique entre le fluide et la paroi tenant compte de la convection dans le fluide et la conduction à travers la conduite:

$$T_f = T_p + q'R_p = T_p + q' \left( \frac{\log(r_{p,o}/r_{p,i})}{2\pi k_p} + \frac{1}{2\pi r_{p,i} h_i} \right) \quad (6)$$

Cette température de fluide moyenne peut être reliée aux températures d'entrée-sortie.

$$T_{f,in} = T_f + q'\gamma \quad , \quad T_{f,out} = T_f - q'\gamma \quad \text{où } \gamma = \frac{L}{\dot{m}C_p} \quad (7)$$

Le cas en série a été traité en régime permanent par Claesson et Dunand [4]. La solution est donnée par :

$$T_f = T_o + q' \left( \frac{2R_1R_2 - 2R_{12}^2 + \gamma^2/2}{R_1 + R_2 + 2R_{12}} \right) \quad (8)$$

Les résistances en régime permanent sont trouvées également par la méthode des images :

$$R_1 = \frac{1}{2\pi k_s} \log\left(\frac{2z_1}{r_{po}}\right) + R_p \quad , \quad R_2 = \frac{1}{2\pi k_s} \log\left(\frac{2z_2}{r_{po}}\right) + R_p \quad , \quad R_{12} = \frac{1}{2\pi k_s} \log\left(\frac{z_1 + z_2}{z_2 - z_1}\right) \quad (9)$$

Fontaine et al. [8] ont étendu les travaux de Claesson et Dunand au régime transitoire. Ils séparent la conduite en section et évaluent la réponse thermique des segments de conduite sur les sections adjacentes par un modèle de ligne source finie (LSF). Ils supposent cependant que la distribution du flux de chaleur le long de la conduite suit une distribution exponentielle similaire à celle obtenue dans une conduite en régime permanent non influencée par les conduites adjacentes. Dans tous les cas, la prise en compte des variations saisonnières n'est pas explicitée de manière très détaillée.

## 2.2. Nouveau modèle

L'approche proposée suit la démarche déjà entreprise par plusieurs chercheurs sur la modélisation des puits verticaux en tenant compte de la réponse thermique segment par segment tout en n'imposant aucune contrainte sur la distribution de flux de chaleur le long des segments [12-14]. Le schéma proposé ici suit celui proposé par Lamarche [14]. En prenant



comme exemple, le cas simple d'une conduite aller-retour (Fig.1). Chaque section de conduite est sectionnée en  $n_d$  segments. Cette conduite se comporte ainsi comme étant  $n_c = 2*n_d$  puits en série. La démarche utilisée pour les puits verticaux est expliquée en détail dans [14] et serait trop longue à reprendre ici. Disons simplement qu'à chaque segment de conduite, la température moyenne de paroi est :

$$T_{p,i} = S_{p,i} + \sum_{j=1}^{nc} S_{q,ij} q'_j \quad (10)$$

Dans le cas où on les flux de chaleur par segments sont inconnus, on a qu'à chaque segment :

$$q'_i = \frac{\dot{m}C_p}{L_i} (1 - \theta_i'') (T_{fin,i} - T_{p,i}) = X_i (T_{fin,i} - T_{p,i}), X_i = \frac{\dot{m}C_p}{L_i} (1 - \theta_i''), \theta_i'' = \frac{T_{fin,i} - T_{p,i}}{T_{fout,i} - T_{p,i}} \quad (11)$$

où  $L_i$  est la longueur d'un segment de conduite. L'utilisation de ce modèle suppose une distribution de la température du fluide le long d'un segment de conduite. Plusieurs choix sont possibles. Dans cette étude préliminaire, une distribution linéaire le long d'un segment est supposée. Il est alors facile de montrer que dans ce cas, on a :

$$\theta'' = \frac{1 - Y}{1 + Y}, \quad Y = \frac{L_i}{2\dot{m}C_p R_p} \quad (12)$$

En remplaçant dans Eq. 11, on trouve :

$$T_{p,i} = S_{p,i} + \sum_{j=1}^{nc} S_{q,ij} X_j (T_{fin,j} - T_{p,j}) \quad (13)$$

Les expressions de  $S_{p,i}, S_{q,ij}$  sont données dans [14]. Dans le cas d'arrangements parallèles souvent rencontrés en géothermie verticale, ce système donne  $n_c$  équations pour  $n_c$  inconnues lorsque les températures d'entrées sont connues. Dans le cas où tous les puits sont en série, avec la température d'entrée connue, on a  $(n_c - 1)$  équations supplémentaires données par :

$$T_{fin,i} = T_{fo,i-1} = \theta_{i-1}'' T_{fin,i-1} + T_{b,i-1} (1 - \theta_{i-1}'') \quad (14)$$

Pour chaque pas de temps, on est amené à résoudre un système de type

$$\mathbf{A}^* \times \mathbf{T}^* = \mathbf{B}^* \quad (15)$$

où, encore une fois les détails des matrices  $\mathbf{A}^*$  et  $\mathbf{B}^*$  sont donnés dans [14].  $\mathbf{T}^*$  représente les  $2*n_c - 1$  inconnues représentées par les  $n_c$  températures de paroi et les  $n_c - 1$  températures d'entrée.

### 2.2.1. Particularités pour les systèmes horizontaux

Le système décrit dans la section précédente a été développé pour les puits verticaux mais peut s'adapter facilement aux puits horizontaux si :

- 1) On remplace la réponse thermique par celle associée aux puits horizontaux
- 2) On tient compte des variations saisonnières de températures.

La réponse thermique adimensionnelle d'un segment de conduite sur les segments adjacents apparait de manière implicite dans le modèle précédent dans les termes  $S_p$  et  $S_q$ . Plusieurs modèles sont possibles. Un des plus fréquents est l'utilisation de la ligne source finie (LSF). Cimmino et Bernier [12] ont donné la réponse thermique d'un segment vertical sur un autre segment vertical adjacent représenté par la Figure 4a. On peut montrer facilement que la généralisation à la configuration horizontale (Figure 4b) est donnée par :

$$h_{FLS,hor} = \frac{2\pi k_s (\bar{T}(t) - T_o)}{q'} = \Theta(r_1, t, h_1, h_2, \Delta x) - \Theta(r_2, t, h_1, h_2, \Delta x) \quad (16)$$

où

$$\Theta(r, t, h_1, h_2, \Delta x) = \frac{1}{2h_2} \int_{\sqrt{4\alpha t}}^{\infty} \frac{\exp(-(rs)^2)}{s^2} [\text{ierf}((\Delta x + h_2)s) - \text{ierf}(\Delta x s) + \text{ierf}((\Delta x - h_1)s) - \text{ierf}((\Delta x + h_2 - 1)s)] \quad (17)$$

et

$r_1 = r_p$  , segment appartient à la même section de conduite

$r_1 = |d_1 - d_2|$  , sinon

$r_2 = 2d_i$  , segment appartient à la même section de conduite

$r_2 = |d_1 + d_2|$  , sinon

Sur la figure, on représente les conduites dans le même plan x-y mais cette contrainte n'est pas nécessaire.

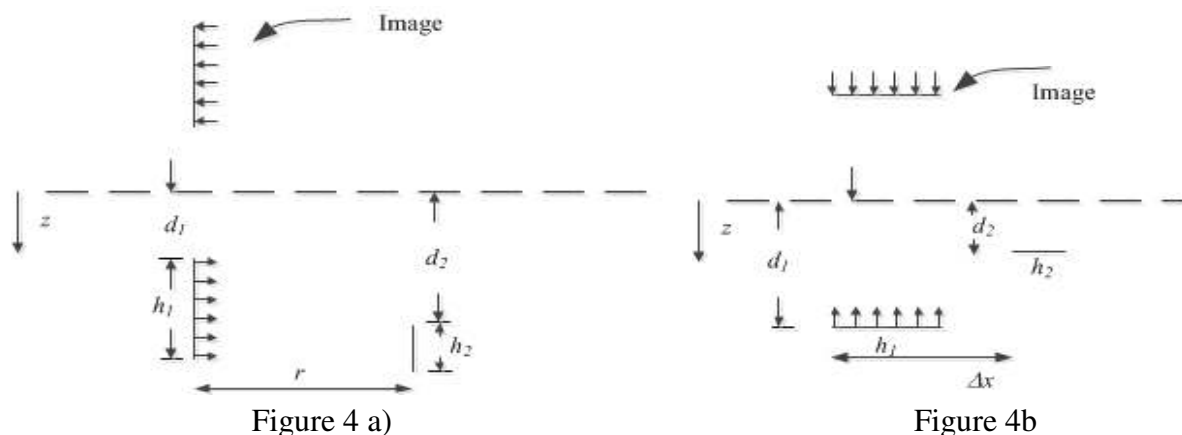


Figure 4 a)

Figure 4b

Le traitement des variations saisonnières est simple lorsqu'on impose les flux de chaleur mais est plus complexe lorsque ces flux sont inconnus. Le traitement suivant est suivi:

$$q'_i = \frac{T_{f,i} - T_{p,i}}{R_p} = \frac{T_{f,i} - (T_{1p,i} + T_{2p,i})}{R_p} = \frac{\tilde{T}_{f,i} - T_{2p,i}}{R_p} \quad (18)$$

où  $\tilde{T} = T - T_1$  et  $T_1$  donnée par l'équation 3. Les équations 11 et 13 deviennent alors :

$$q'_i = X_i (\tilde{T}_{fn,i} - T_{2p,i}) \quad (19)$$

$$T_{2p,i} = S_{p,i} + \sum_{j=1}^{nc} S_{q,ij} X_j (\tilde{T}_{fn,j} - T_{2p,j}) \quad (20)$$

La généralisation du système complémentaire (14) demande une attention particulière. En effet, on a que :

$$\begin{aligned}
 T_{fin,i} &= \theta''_{i-1} T_{fin,i-1} + T_{p,i-1} (1 - \theta''_{i-1}) \\
 T_{fin,i} - T_{1p,i} &= T_{fin,i-1} - (1 - \theta''_{i-1})(T_{fin,i-1} - T_{p,i-1}) - T_{1p,i} \\
 \tilde{T}_{fin,i} &= \tilde{T}_{fin,i-1} - (1 - \theta''_{i-1})(\tilde{T}_{fin,i-1} - T_{2p,i-1}) - (T_{1p,i} - T_{1p,i-1})
 \end{aligned} \tag{21}$$

Le dernier terme de la relation précédente est zéro si les deux segments adjacents sont à la même profondeur mais non nul sinon. Le nouveau système (20-21) se met sous la même forme que précédemment (Eq. 15). La solution nous donne les inconnues  $\tilde{T}_f$  et  $T_{2,p}$  à partir desquels les flux de chaleurs et les températures de fluide sont déterminées pour chaque pas de temps.

### 3. Résultats

Plusieurs simulations ont été faites avec le modèle. Une seule sera donnée par manque d'espace. La configuration est semblable à celle illustrée sur la Figure 1. Une température de 30 °C est imposée à l'entrée de la conduite du haut. La température à la sortie de la conduite du bas est estimée et comparée avec la simulation numérique. Les paramètres de la simulation sont donnés dans le tableau 1. Le fluide est de l'eau.

$L(m)$	$r_p(m)$	$z_1(m)$	$z_2(m)$	$u(m/s)$	$k_{sol}(W/mK)$	$\alpha_{sol}(m^2/hr)$	$T_o(^{\circ}C)$	$\dot{m}(kg/s)$
120	0.02	1	2	0.6	3	0.006	0	0.754

Tableau 1 : Paramètres de simulation

Sur la figure 5, les températures à la sortie de la première partie de conduite (partie allée) est donnée en plus de la température à la sortie de la deuxième conduite. Les deux sont comparées avec la simulation faite sur Comsol™. A part une légère différence au début, ce qui est normal car la solution donnée par l'équation 3 ne tient pas compte que du régime périodique et non transitoire. Après une année les variations purement transitoires auront disparues.

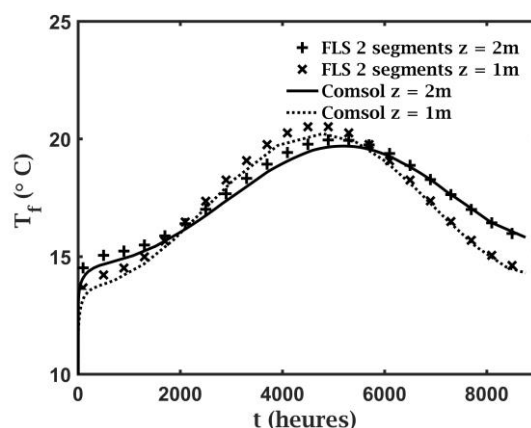


Figure 5 Température sortie de chaque conduite

## 4. Conclusion

Un modèle complet pour la simulation transitoire d'un champ géothermique horizontal a été présenté. Le modèle ne se base sur aucune hypothèse simplificatrice autre que la température du fluide varie linéairement sur un segment de la conduite. Le modèle tient compte de manière rigoureuse des variations saisonnières. La comparaison avec une simulation transitoire par éléments finis est excellente. Le modèle néglige pour l'instant l'impact de la présence potentielle d'eau associé au type de sol souvent rencontré dans les configurations horizontales. Ce phénomène sera étudié dans le futur.

## Références

- [1] J.W. Lund, T.L. Boyd, Direct utilization of geothermal energy 2015 worldwide review, *Geothermics* 60 (2016) 66-93.
- [2] L. Ingersoll, H. Plass, Theory of the ground pipe heat source for the heat pump, *ASHVE transactions* 47(7) (1948) 339-348.
- [3] J.E. Bose, J.D. Parker, F.C. McQuiston, R. American Society of Heating, A.-C. Engineers, Design/data Manual for Closed-loop Ground-coupled Heat Pump Systems, American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers 1985.
- [4] J. Claesson, A. Dunand, Heat extraction from ground by horizontal pipes. Swedish Council of building Research, Stockholm, 1983.
- [5] P. Eskilson, Thermal analysis of heat extraction boreholes, 1987.
- [6] V.C. Mei, Horizontal ground-coil heat exchanger theoretical and experimental analysis, Oak Ridge National Lab., TN (USA), 1986.
- [7] M. Piechowski, Heat and mass transfer model of a ground heat exchanger: theoretical development, *International Journal of Energy Research* 23(7) (1999) 571-588.
- [8] P.-O. Fontaine, D. Marcotte, P. Pasquier, D. Thibodeau, Modeling of horizontal geexchange systems for building heating and permafrost stabilization, *Geothermics* 40(3) (2011) 211-220.
- [9] T. Kusuda, P.R. Achenbach, Earth temperature and thermal diffusivity at selected stations in the United States, National Bureau of Standards Gaithersburg MD, 1965.
- [10] A.D. Chiasson, Geothermal Heat Pump and Heat Engine Systems: Theory and Practice, John Wiley & Sons 2016.
- [11] L. Lamarche, Short-term behavior of classical analytic solutions for the design of ground-source heat pumps, *Renewable Energy* 57(Supplement C) (2013) 171-180.
- [12] M. Cimmino, M. Bernier, A semi-analytical method to generate g-functions for geothermal bore fields, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 70 (2014) 641-650.
- [13] A. Lazzarotto, A network-based methodology for the simulation of borehole heat storage systems, *Renewable energy* 62 (2014) 265-275.
- [14] L. Lamarche, Mixed arrangement of multiple input-output borehole systems, *Applied Thermal Engineering* 124 (2017) 466-476.

# Modélisation et simulation dynamique de l'intégration de chaleur solaire à un procédé industriel réunionnais.

Christophe MAILLOT, Jean CASTAING-LASVIGNOTTES, Garry RIVIERE, Frantz SINAMA, Emeric TAPACHES, Olivier MARC\*

Laboratoire de Physique et Ingénierie Mathématique appliquées à l'Energie, à l'environnement et au bâtiment (PIMENT) - Université de La Réunion : Campus de Terre-Sainte 97410 Saint Pierre.

\*(auteur correspondant : [olivier.marc@univ-reunion.fr](mailto:olivier.marc@univ-reunion.fr))

**Résumé** - Dans le secteur industriel, la part de production de chaleur d'origine solaire thermique est encore très faible, malgré l'existence de technologies de capteurs solaires proposant des niveaux de températures adaptés. Dans cette étude, nous envisageons la possibilité d'intégrer de la chaleur solaire à un cas spécifique de l'industrie réunionnaise : Sorélaït-Danone, entreprise du secteur agroalimentaire. Dans un premier temps, le fonctionnement de la production de chaleur de l'usine et sa modélisation sont décrits. Puis le modèle proposé est comparé aux données expérimentales récoltées sur site. Enfin, deux scénarios d'intégration de chaleur solaire au procédé de production de chaleur existant sont simulés afin d'estimer la quantité de fioul qui peut être économisée. Cette étude montre finalement que l'intégration de procédés de production de chaleur solaire permet des économies de près de 28% pour ce type d'industrie.

## Nomenclature

$A$	surface, m <sup>2</sup>	<i>Indices et exposants</i>
$C_p$	capacité calorifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>amb</i> ambiant
$G$	rayonnement solaire global, W.m <sup>-2</sup>	<i>ch</i> chaudière
$h$	enthalpie massique, J.kg <sup>-1</sup>	<i>comb</i> combustion
$\dot{m}$	débit massique, kg.s <sup>-1</sup>	<i>cond</i> condensat
$M$	masse, kg	<i>e</i> entrée
$P$	pression, Pa	<i>eb</i> eau bache
$\dot{Q}$	flux thermique, W	<i>ec</i> eau chaude
$T$	température, K	<i>ef</i> eau froide
$U$	énergie interne, J	<i>ext</i> extérieur
$U_g$	coefficient d'échange global, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>m</i> moyen
		<i>p</i> perdu
		<i>s</i> sortie
<i>Symboles grecs</i>		
$\eta$	rendement, -	
$\delta$	état du système, -	

## 1. Introduction

Dans le cadre du programme SHC (Solar Heating and Cooling) de l'Agence Internationale de l'Energie (AIE), un état de l'art de l'utilisation de l'énergie solaire thermique dans le secteur industriel a été réalisé. Ces premiers travaux dressent le constat d'une très faible valorisation de la chaleur solaire dans ce secteur, dont les besoins en température sont pourtant compatibles avec les performances des technologies actuelles de capteurs solaires [1, 2]. Ceci peut s'expliquer par le fait que les acteurs industriels bénéficient souvent de tarifs préférentiels pour l'achat d'énergie, ce qui ne les pousse pas à investir dans des solutions solaires thermiques [3]. La deuxième phase (Tâche 49) du programme SHC consiste à centrer les travaux sur la production de chaleur et sur son intégration aux procédés industriels. Les conclusions démontrent bien le potentiel important de la chaleur solaire pour l'industrie et proposent des

lignes directrices pour le développement de cette filière [3, 4]. Cependant, ce programme se focalise principalement sur le cas européen [5, 6]. Dans cette étude, nous nous intéressons au cas des régions tropicales, qui disposent souvent d'un gisement solaire plus important que celui des zones européennes les plus ensoleillées. A La Réunion notamment, la part d'énergie consommée d'origine solaire thermique ne cesse d'augmenter depuis plus de 15 ans, passant de 2,2% de la consommation finale d'énergie primaire en 2000 à 21,2% en 2016 [7].

Au regard de cette situation, le projet CSIRT (Chaleur Solaire pour l'Industrie en Région Tropicale) a été lancé fin 2015. Initié par le laboratoire PIMENT en collaboration avec des institutions locales (ADEME, EDF, Région Réunion, ADIR<sup>1</sup>), son objectif est d'évaluer la faisabilité et la pertinence de l'utilisation de la chaleur solaire dans les procédés industriels existants. C'est dans ce contexte qu'un partenariat est né avec Sorélaït-Danone, une entreprise du secteur agroalimentaire et objet d'étude de ces travaux.

## 2. Le cas de l'usine Sorélaït-Danone existante

Actuellement, la production de chaleur de l'usine est destinée aux procédés de fabrication de produits laitiers et assurée par une chaudière fonctionnant au fioul et produisant de la vapeur saturée à 7 bars (soit environ 165°C). Cette vapeur alimente le procédé industriel composé de différentes unités et noté « USINE » sur la figure 1. En sortie de procédé, les condensats sont récupérés et mélangés dans une bache alimentaire avec de l'eau du réseau de ville en appoint. En effet, certains postes de production sont à vapeur perdue, il est donc nécessaire de rajouter de l'eau au système de production de chaleur. Enfin, l'usine dispose d'une surface de toiture de 2200 m<sup>2</sup>.

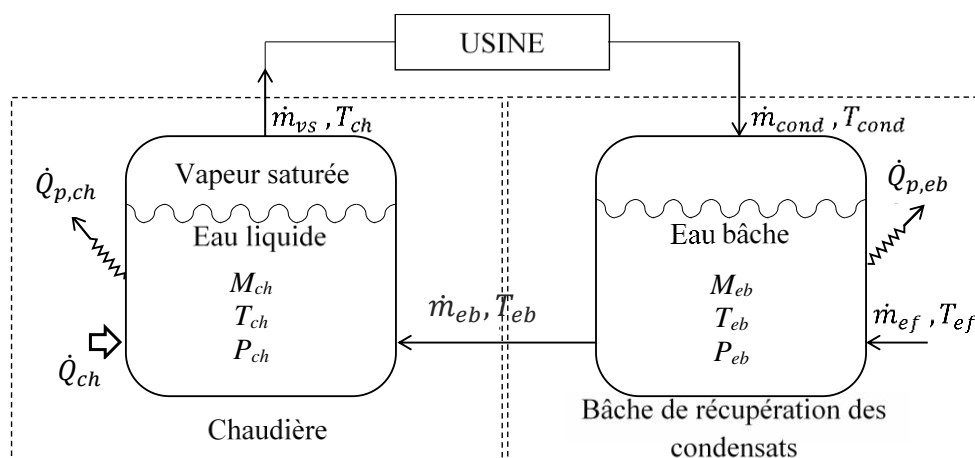


Figure 1 : Schéma du système de production de chaleur de l'usine Sorélaït-Danone

### 2.1. Modélisation de la bache de mélange

La bache de mélange, dont le volume est de 5 m<sup>3</sup>, sert à récupérer les condensats provenant de l'usine. Ils arrivent avec une température  $T_{cond}$  et un débit  $\dot{m}_{cond}$  et sont ensuite mélangés avec de l'eau froide (eau du réseau de ville) à une température  $T_{ef}$  et un débit  $\dot{m}_{ef}$  permettant de compenser les pertes en eau. La température de l'eau à l'intérieur de la bache  $T_{eb}$  est supposée uniforme et le tout est à pression atmosphérique  $P_{eb}$ . L'eau chaude sort de la bache à la

<sup>1</sup> ADIR : Association pour le Développement Industriel de La Réunion

température  $T_{eb}$  et avec un débit  $\dot{m}_{eb}$ . Les pertes thermiques vers l'extérieur (notées  $\dot{Q}_{p,eb}$ ) sont prises en compte. Le bilan massique de la bache est donné par :

$$0 = \dot{m}_{cond} + \dot{m}_{ef} - \dot{m}_{eb} \quad (1)$$

Son bilan énergétique s'écrit :

$$\frac{dU_{eb}}{dt} = \dot{m}_{cond} \cdot h_{cond} + \dot{m}_{ef} \cdot h_{ef} - \dot{m}_{eb} \cdot h_{eb} + \dot{Q}_{p,eb} \quad (2)$$

Enfin, les pertes thermiques de la bache se calculent ainsi :

$$\dot{Q}_{p,eb} = U g_{bache} \cdot A_{bache} \cdot (T_{amb} - T_{eb}) \quad (3)$$

Avec  $U g_{bache}$  le coefficient de transfert de chaleur global entre l'eau de la bache et l'air dans le local et  $A_{bache}$  la surface d'échange.

## 2.2. Modélisation de la chaudière

La chaudière [8] est alimentée par de l'eau chaude, à une température  $T_{eb}$  et un débit  $\dot{m}_{eb}$ , provenant de la bache. Elle est chauffée par un brûleur fonctionnant au fioul et délivrant un flux thermique noté  $\dot{Q}_{ch}$  pour produire de la vapeur saturée qui sort de la chaudière à la température  $T_{ch}$  et avec un débit  $\dot{m}_{vs}$ . Comme pour le modèle de bache, il n'y a pas de terme d'accumulation de masse et les pertes thermiques sont intégrées. Les bilans massiques et énergétiques de la chaudière sont donnés par :

$$0 = \dot{m}_{eb} - \dot{m}_{vs} \quad (4)$$

$$\frac{dU_{ch}}{dt} = \dot{m}_{eb} \cdot h_{eb} - \dot{m}_{vs} \cdot h_{vs} + \delta_{ch} \cdot \dot{Q}_{ch} + \dot{Q}_{p,ch} \quad (5)$$

De plus, les flux thermiques alimentant la chaudière et dissipés vers l'extérieur s'écrivent :

$$\dot{Q}_{ch} = \dot{m}_{fioul} \cdot PCI_{fioul} \cdot \eta_{comb} \quad (6)$$

$$\dot{Q}_{p,ch} = U g_{ch} \cdot A_{ch} \cdot (T_{amb} - T_{ch}) \quad (7)$$

Avec  $PCI_{fioul} = 10200$  Wh/L (12000 Wh/kg) et  $\eta_{comb}$  le rendement de combustion considéré égal à 0,90.

Enfin, la régulation de la chaudière a été intégrée au modèle global. En effet, la production de chaleur de la chaudière doit permettre à tout moment d'obtenir le débit de vapeur demandée par l'usine. Quand la température atteint  $165^\circ\text{C}$  dans la chaudière, le brûleur s'éteint, la variable  $\delta_{ch}$  de l'équation (6) prend la valeur 0 et le flux alimentant la chaudière devient nul ; lorsque cette température chute en dessous de  $158^\circ\text{C}$ , le brûleur redémarre, dans ce cas  $\delta_{ch}$  est égal à 1 et le flux thermique chauffe l'eau de la chaudière.

### 3. Analyse expérimentale et simulation du système existant

#### 3.1. Mise en place d'une campagne de mesures

Dans le but de valider le modèle présenté précédemment, une campagne de mesures a été réalisée pendant trois mois. Cinq sondes (thermocouples de type T, +/- 0.5°C d'incertitude) ont été installées dans la chaufferie pour mesurer la température de retour des condensats ( $T_{cond}$ ), l'eau froide à l'entrée de la bache ( $T_{ef}$ ), l'eau chaude dans la bache ( $T_{eb}$ ), la vapeur à la sortie de la chaudière ( $T_{ch}$ ) et l'air dans le local technique ( $T_{amb}$ ). De plus, un capteur servant à mesurer la pression dans la chaudière a été installé ainsi que trois débitmètres permettant d'enregistrer les débits de fioul, d'eau chaude entrant dans la chaudière et d'eau froide entrant dans la bache. Les débits de vapeur et des condensats sont quant à eux calculés grâce aux équations (1) et (4). Enfin, une station météo a été installée sur le toit afin d'acquérir les conditions météorologiques du site. Toutes ces données sont enregistrées au pas de temps de dix secondes.

Sur la figure 2, on peut noter que la température de la vapeur mesurée en sortie de chaudière ( $T_{ch}$ ) varie très peu tout au long de la semaine jusqu'à l'arrêt du système samedi en fin d'après-midi. En revanche, la température de l'eau chaude dans la bache ( $T_{eb}$ ) varie sensiblement et dépend à la fois des différents cycles de production de l'usine et de l'ajout d'eau froide venant compenser la vapeur perdue. La température ambiante du local, quant à elle, suit une évolution classique, dépendante des conditions climatiques et donc de l'alternance jour/nuit.

La température de retour des condensats ( $T_{cond}$ ) est présentée sur la même figure 2. Son évolution, associée au débit des condensats (en figure 3), représente le besoin en chaleur de l'usine. On note par exemple une température de condensats relativement faible le samedi en milieu de journée ce qui coïncide avec le nettoyage de plusieurs postes de l'usine simultanément et donc une consommation importante de vapeur. La consommation de fioul est calculée en intégrant son débit sur une période donnée (figure 3).

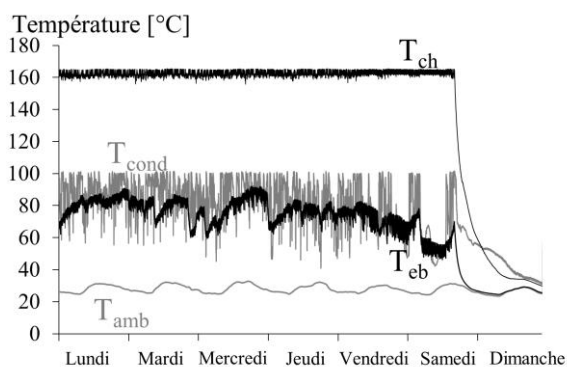


Figure 2 : Évolutions des températures de la vapeur en sortie de chaudière ( $T_{ch}$ ), des condensats ( $T_{cond}$ ), de l'eau dans la bache ( $T_{eb}$ ) et de l'air dans la chaufferie ( $T_{amb}$ ) sur une semaine.

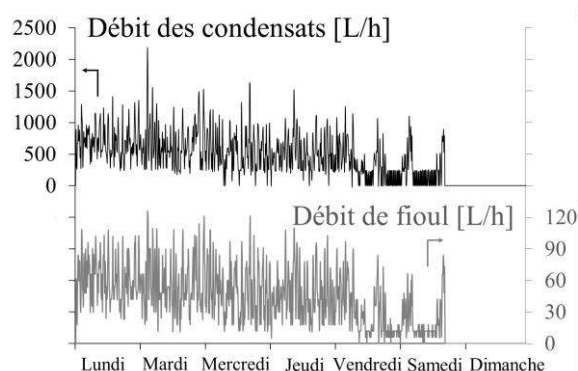


Figure 3 : Évolutions du débit des condensats et du débit de fioul consommé

#### 3.2. Comparaison modèle / mesures

La figure 4 présente la comparaison des températures mesurées et simulées de l'eau dans la bache de mélange. On peut noter que les valeurs calculées suivent relativement bien les données expérimentales tout au long de la journée.



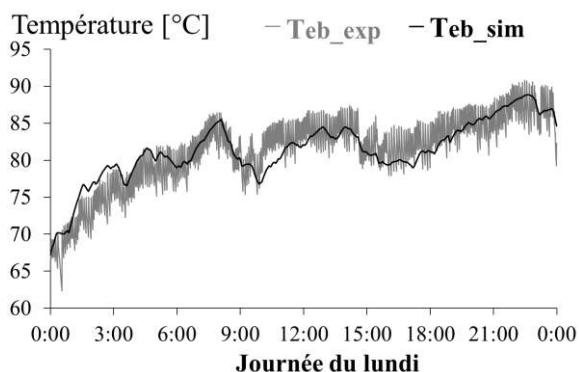


Figure 4 : Comparaison entre la température expérimentale et la température simulée de l'eau de la bache de récupération des condensats.

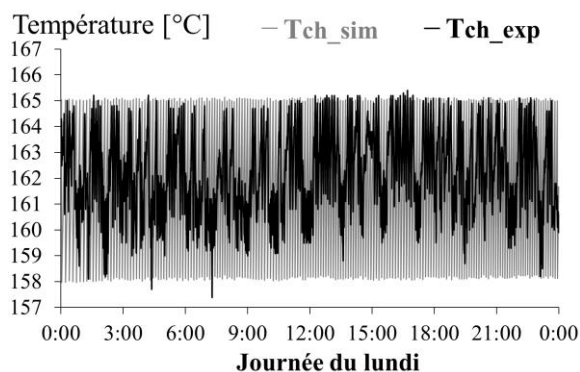


Figure 5 : Comparaison entre la température expérimentale et la température simulée de l'eau dans la chaudière.

Les évolutions des températures simulées et mesurées dans la chaudière sont présentées sur la figure 5. Mise à part le respect des minimums et maximums de température dans la chaudière, nos hypothèses ne permettent pas de corréler les évolutions des températures expérimentales et simulées entre les bornes. En revanche, en ce qui concerne la quantité de fioul consommée sur la journée, les relevés expérimentaux donnent une consommation de 1478 litres et le modèle l'estime à 1450 litres soit un écart relatif d'environ 1,9 %. La même analyse effectuée sur la semaine montre un écart du même ordre de grandeur (5827 litres mesurés contre 5682 litres estimés par le modèle soit un écart de 2,5%).

A ce stade, le bilan énergétique simulé et expérimental nous semble présenter une similitude suffisante pour étudier l'intégration de chaleur solaire dans le système.

## 4. Intégration solaire dans l'usine Sorélaït-Danone

### 4.1. Modélisation d'une boucle de production de chaleur solaire

A partir du modèle numérique présenté précédemment, il nous est à présent possible d'intégrer le système de production de chaleur solaire. Nous avons choisi la technologie de capteurs à tubes sous vide car ils permettent une production de chaleur avec des niveaux de température compris entre 50 et 200°C [9].

Nous avons opté pour une modélisation aux moyens de la méthode du rendement [10, 11] définie par :

$$\begin{cases} \eta = \eta_0 - a_1.T^* - a_2.G.(T^*)^2 \\ T^* = \frac{T_m - T_{ext}}{G} \text{ avec } T_m = \frac{T_e + T_s}{2} \end{cases} \quad (8)$$

Avec  $\eta_0$ ,  $a_1$  et  $a_2$  les paramètres propres au capteur solaire choisi (VITOSOL 300-T de Viessmann) [12]. Le flux thermique récupéré par le fluide caloporteur traversant le champ de capteurs solaires est donné par l'équation suivante qui permet de prendre en compte un éventuel changement de phase du fluide dans le capteur :

$$\dot{Q}_{\text{capteur}} = \dot{m}_{\text{capteur}}.(h_s - h_e) = \eta.A_{\text{capteur}}.G \quad (9)$$

## 4.2. Résultats et discussion

Nous avons étudié les possibilités d'intégration [9] d'une boucle de production de chaleur solaire au système existant en considérant deux scénarios différents. Nous avons pu estimer la quantité de fioul économisée en faisant varier la surface de capteurs solaires (de 0 à 1200 m<sup>2</sup>) et en considérant un pas de temps de 10 secondes.

### 4.2.1. Cas 1 : Intégration au niveau de la bache de mélange

Dans la disposition actuelle de l'usine, la pression à l'intérieur de la bache de mélange est d'environ 1 bar. Comme on peut le voir sur la figure 2, les condensats arrivent dans cette bache à une température comprise entre 60 et 100°C et le potentiel d'énergie solaire qui peut être introduit dans ces conditions est très faible (seulement 0,3 % de fioul économisé au moyen de 6 m<sup>2</sup> de capteurs). Afin de déplacer la barre des 100°C liée à la pression atmosphérique, nous avons envisagé la pressurisation de la bache de mélange à une valeur maximum de 6 bars correspondant à une température de saturation de 158,8°C. Il s'avère que le capteur solaire que nous avons envisagé est capable de fonctionner à ces niveaux de pression et il est donc parcouru par le fluide présent dans la bache de mélange sans faire appel à l'utilisation d'un échangeur de chaleur intermédiaire. Dans ces conditions, toujours en ne considérant qu'un apport de chaleur sensible, environ 150 m<sup>2</sup> de capteurs suffisent pour atteindre ce niveau de température et permettant une économie de fioul de 7 % environ (figure 6a). Au-delà de 150 m<sup>2</sup>, la quantité d'énergie solaire non consommée ne cesse d'augmenter, ce qui révèle un certain déphasage entre les besoins de l'usine et la production du champ de capteurs solaires. Pour proposer une réponse à ce problème, deux solutions peuvent être envisagées : soit la mise en place d'une solution de stockage, soit une meilleure intégration de la chaleur solaire, en considérant cette fois un apport latent, réalisable uniquement au niveau de la chaudière. Nous orientons la suite de l'étude sur ce dernier point.

### 4.2.2. Cas 2 : Intégration au niveau de la chaudière

Dans ce deuxième cas d'intégration, une partie de la vapeur produite est directement issue de l'utilisation des capteurs solaires. Afin de s'affranchir des contraintes technologiques de pression élevée dans les capteurs solaires, nous avons opté pour un circuit primaire parcouru par un fluide caloporteur monophasique (huile) et un échangeur de chaleur intégré dans la chaudière. Les calculs pour cet échangeur ont été menés en considérant une efficacité de 70 % et les résultats sont présentés sur le graphique de la figure 6b.

Cette configuration permet une bien meilleure économie de fioul que la première, puisqu'une partie de la chaleur solaire permet de vaporiser l'eau de la chaudière à la place du brûleur. La quantité d'énergie solaire non consommée reste très faible, même pour de grandes surfaces de capteurs solaires, ce qui montre un meilleur phasage entre les besoins et la production de chaleur solaire. La quantité de fioul économisée varie quasi-linéairement en fonction de la surface de capteurs pour atteindre 28% pour 1200 m<sup>2</sup> de capteurs solaires. A certains moments de la journée et lorsque les surfaces sont suffisamment grandes, l'apport solaire est tel qu'il se substitue complètement à la chaudière fioul. Ce phénomène explique le léger fléchissement observé sur la figure 6b à partir 750 m<sup>2</sup>.

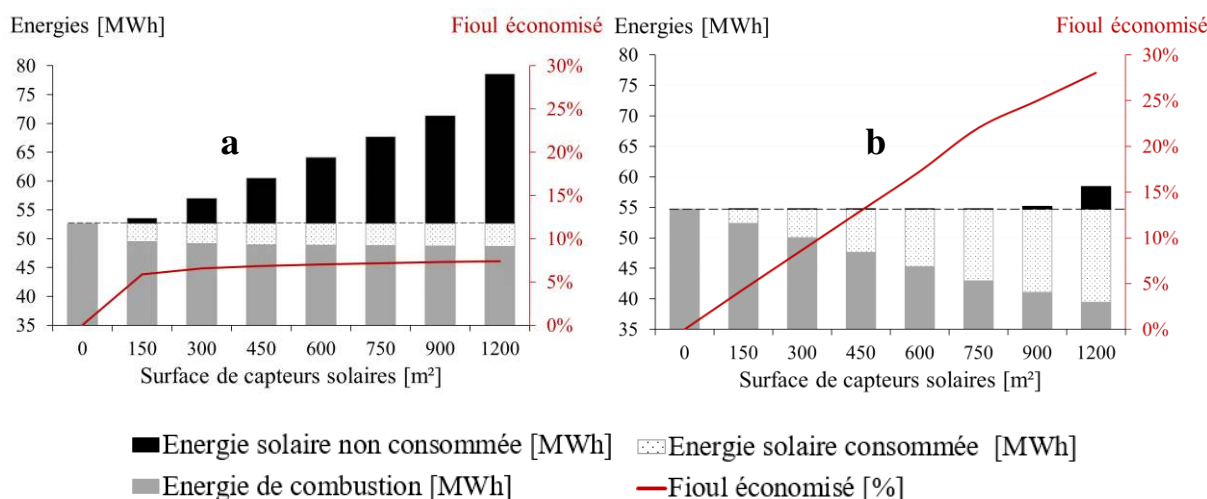


Figure 6 : Bilan énergétique et pourcentage de fioul économisé pour les deux scénarios d'intégration de la chaleur solaire (a : au niveau de la bache, b : au niveau de la chaudière)

## 5. Conclusion et perspectives

Dans ce papier, une étude sur la possibilité d'intégrer de la chaleur solaire à une entreprise située à La Réunion, en région tropicale a été présentée. Ce travail est basé sur la modélisation et la simulation dynamique du système existant seul, puis sur la simulation de l'intégration d'un champ de capteurs solaires thermiques dans le but d'économiser de l'énergie primaire fortement carbonée (fioul). Les résultats montrent l'intérêt de l'ajout de l'énergie solaire dans les moyens de production de chaleur existants de l'usine. Sur la base d'un bilan énergétique, deux scénarios d'intégration ont été étudiés et comparés. La solution d'intégration au niveau de la chaudière ressort comme étant la plus efficace en termes de réduction de la consommation de combustible, permettant une économie de 28% de fioul par l'installation de 1200 m<sup>2</sup> de capteurs solaires.

Par ailleurs, une augmentation de l'économie de combustible au-delà de ces 28% estimés nous semble réalisable. En effet, il est important de rappeler que l'usine Sorélait-Danone fonctionne 24 heures sur 24, ce qui limite les économies engendrées par l'intégration de chaleur solaire si aucune solution de stockage n'est envisagée. Le stockage paraît d'autant plus pertinent que l'usine dispose d'une surface de toiture importante (2200 m<sup>2</sup>). De plus, il serait judicieux d'analyser l'impact financier d'une installation permettant à la fois l'intégration et le stockage de chaleur solaire. Enfin, nous envisageons pour la suite, d'ajouter à cette étude un aspect exergetique en intégrant dans nos calculs le second principe de la thermodynamique. L'objectif étant de procéder à des optimisations énergétique, exergetique, et exergo-économique du système modélisé [13,14]. Ces travaux seront poursuivis et appliqués sur d'autres industries réunionnaises, d'ores et déjà identifiées.

## Références

- [1] C. Vannoni, R. Battisti, S. Drigo, Potential for Solar Heat in Industrial Processes, Madrid, 2008.
- [2] S. Kalogirou, The potential of solar industrial process heat applications, *Appl. Energy*, vol. 76, no. 4, pp. 337–361, 2003.
- [3] A. Einsentraut, A. Brown, Heating without global warming, International Energy Agency, 2014.

- [4] S. H. C. Task, S. H. Integration, and I. Processes, Guidelines Developed for Process Heat Integration, no. May, pp. 7–8, 2015.
- [5] O. Marc, E. Tapaches, W. Li, F. Sinama, J. Castaing-Lasvignottes, Intégration de chaleur solaire aux procédés industriels réunionnais : cas de l'usine Sorélaït-Danone, *XIII<sup>ème</sup> Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la Thermique des Systèmes*, ART-06-15, 22-24 mai 2017.
- [6] A. Sharma, C. Sharma, S. Mullick, T. Kandpal, Solar industrial process heating : A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews (78)*, pp. 124-137, 2017
- [7] Bilan énergétique de l'île de La Réunion édition 2017 réalisé par l'Observatoire Énergie Réunion. <http://energies-reunion.com/wp-content/uploads/2015/01/BER-Technique-2016-BD.pdf>
- [8] STEIN ENERGIES, Fiche technique de STEIN ENERGIE SU95, STEIN ENERGIE Chaudières Industrielles, pp. 1–2, 2008.
- [9] S. Mekhilef, R. Saidur, A. Safari, A review on solar energy use in industries, *Renewable and Sustainable Energy Reviews (15)*, pp. 1777-1790, 2011
- [10] O. Marc, Étude expérimentale, modélisation et optimisation d'un procédé de rafraîchissement solaire à absorption couplé au bâtiment. Université de La Réunion, 2010.
- [11] O. Marc, F. Lucas, F. Sinama, A. Bastide, E. Monceyron, F. Garde, Modélisation simplifiée et éléments de validation expérimentale d'une installation de rafraîchissement solaire par absorption. IBPSA 2008.
- [12] Viessmann, Documentation technique des capteurs à tubes sous vide VITOSOL, Notice pour l'étude, pp. 30-32, 2015
- [13] R. Benelmir, A. Lallemand, M. Feidt, Analyse exergetique, *Techniques de l'ingénieur – Energies | Physique énergétique*, 2002
- [14] S. Sansaniwal, V. Sharma, J. Mathur, Energy and exergy analyses of various typical solar energy applications : A comprehensive review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews (82)*, pp. 1576-1601, 2018

## Remerciements

Les auteurs remercient l'appui fourni par tous les partenaires : l'ADEME, EDF, l'ADIR, la Région Réunion et l'entreprise Sorélaït-Danone. Ils soulignent le soutien de Jérôme Vigneron, technicien de laboratoire pour la partie mise en place du matériel de mesures et l'acquisition des données ainsi qu'Alexandre Oudin, stagiaire ingénieur au laboratoire pour la partie modèle numérique.

# Thème 10

## Contacts et interfaces

### Contents

---

Simulation numérique directe du transfert de chaleur autour d'une goutte . . . . .	494
Étude expérimentale et numérique de la solidification d'un MCP . . . . .	503
Étude de la thermique du surmoulage d'un insert composite par une résine thermoplastique en conditions industrielles . . . . .	511

---

# Direct numerical simulation of heat transfer from a liquid droplet in a continuous immiscible liquid phase

Azeddine RACHIH<sup>1,2\*</sup>, Sophie CHARTON<sup>1</sup>, Dominique LEGENDRE<sup>2</sup>, Eric CLIMENT<sup>2</sup>

<sup>1</sup> CEA, DEN, Département de recherche sur les procédés pour la Mine et le Recyclage du Combustible, SA2I, F-30207 Bagnols-sur-Cèze, France

<sup>2</sup> IMFT, Université de Toulouse, CNRS, Toulouse – France

\*(Corresponding author: azeddine.rachih@imft.fr)

**Abstract** - Numerical simulations are used to investigate the transient, forced convection heat transfer from a spherical droplet, at low to moderate Reynolds numbers. The Navier-Stokes and heat balance equations are solved numerically in orthogonal curvilinear coordinate system, inside and outside the droplet, by a finite volume method. The results were validated against reference cases from literature. A parametric study was performed to highlight the key parameters that correlates the Nusselt number.

## Nomenclature

$Z = \frac{T - T_{int}}{T_{\infty} - T_{int}}$  Dimensionless temperature

$a$  thermal diffusivity, m<sup>2</sup>/s

$R$  Drop radius, m

$T$  Temperature, K

### Dimensionless numbers

$Re$  Reynolds number

$Pe$  Peclet number

$Pr$  Prandtl number

$Nu$  Nusselt number

$Nu_{\theta}$  Local Nusselt number

$C_d$  Drag coefficient

### Greek letters

$\lambda$  Thermal conductivity, W/m.K

$\mu$  Dynamic viscosity, Pa.s

$\nu$  Kinematic viscosity, m<sup>2</sup>/s

$\rho$  Density, kg/m<sup>3</sup>

### Index and exponent

$d$  drop phase

$c$  continuous phase

$*$  ratio drop phase/continuous phase

## 1. Introduction

Heat transfer and fluid dynamics pertaining to a sphere are common in many domains. These problems belong to the class of the most fundamental subjects in fluid dynamics and heat/mass transfer that have attracted the attention of many studies [2] [3], and many applications including combustion, chemical reactions, mixing and separation processes, boiling, condensation processes . . . . In the analysis of the heat/mass transfer from spheres, three distinct configurations are usually considered [3]: the internal problem, the external problem and the conjugate problem. The first kind of problems assume that the resistance to transfer resides inside the sphere. Hence the temperature on the surface of the sphere is constant and equal to the free stream's value. The external problems consider that the thermal resistance is located outside the drop which yields a nearly uniform concentration/temperature within the droplet. No assumption can be made for the conjugate problem where the concentration/temperature is ruled by the jump conditions at the interface.

Early numerical works covering the motion inside drops include the investigation by LeClair et al. (1972) [5] who were the first to numerically study a water drop in air. Abdel-Alim and

Hamielec (1975) [7] studied liquid drops in a liquid, and Rivkind and Ryskin (1976)[8] who considered arbitrary viscosity ratios and Reynolds numbers of up to  $Re = 200$ . Oliver and Chung (1987) [11] verified the early numerical results and studied the fluid motion in more detail. Feng and Michaelides (2001) [4] used a method to highly resolve the boundary layer outside the sphere and simulated cases for viscosity ratios between 0 and  $\infty$  and  $Re < 1000$ . Most works either studied conjugate heat/mass transfer in a low Reynolds configuration [1], or internal/external problem with intermediate or high Reynolds number [6]. Correlations of the Nusselt/Sherwood number have been developed for the later kind of problems [12] [13]. The lack of correlations in the case of conjugate transfer is the main motivation of the present study.

## 2. Mathematical model

### 2.1. Governing equations

We consider uniform flow of a Newtonian fluid past a Newtonian fluid sphere with radius  $R$ . The flows inside and outside the sphere are assumed steady and axisymmetric. The initial temperature of the drop,  $T_{int}$ , is different from that of the main stream which set to  $T_\infty$ . We consider also valid the following statements:

- the volume and shape of the drop remain constant;
- the effects of buoyancy, Marangoni convection and viscous dissipation are negligible;
- the physical properties of the sphere and the surrounding fluid are considered to be uniform, and constant;
- no emission or absorption of radiant energy;
- no phase change;
- no heat source.

The previous assumptions are usually employed in the analysis of the analogy between heat and mass transfer. Although we use only the terminology specific to heat transfer, the results are also valid for mass transfer without concentration discontinuity at the interface.

Under these assumptions, we write the mathematical model equations in a dimensionless form (the radius of the drop is considered as the characteristic length scale and the free stream velocity  $U_\infty$  as the velocity scale), over orthogonal curvilinear coordinate  $(\xi_j)$ , The parameters with a superscript "\*" represent ratios of two quantities where the numerator is the drop phase parameter while the denominator parameter corresponds to the continuous phase.

In a general curvilinear orthogonal coordinates  $(\xi_i)$ , the Navier–Stokes and the continuity equations, read

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_j^\delta}{\partial \xi_j} &= 0 \\ \frac{\partial V_i^\delta}{\partial t} + \frac{\partial (V_i^\delta V_j^\delta)}{\partial \xi_j} &= -\frac{\partial P^\delta}{\partial \xi_i} + \frac{\partial (\tau_{ij}^\delta)}{\partial \xi_j} + H_j^i (V_j^\delta V_j^\delta - \tau_{jj}^\delta) - H_j^i (V_i^\delta V_j^\delta - \tau_{ij}^\delta) \end{aligned} \quad (1)$$

Where the superscript  $\delta$  stands for the phase ( $\delta = d$ (inside the drop) or  $\delta = c$ (for the external phase)).  $V_j^\delta$  being the dimensionless velocity field in the phase  $\delta$ ,  $\tau_{ij}^\delta$  represents the components of the dimensionless viscous stress given by :

$$\begin{aligned}\tau_{ij}^d &= \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial V_i^d}{\partial \xi_j} + \frac{\partial V_j^d}{\partial \xi_i} - H_j^i V_j^d - H_i^j V_i^d + 2H_i^k V_k^d \delta_{i,j} \right] \\ \tau_{ij}^c &= \frac{\mu^*}{Re} \left[ \frac{\partial V_i^c}{\partial \xi_j} + \frac{\partial V_j^c}{\partial \xi_i} - H_j^i V_j^c - H_i^j V_i^c + 2H_i^k V_k^c \delta_{i,j} \right]\end{aligned}\quad (2)$$

$H_j^i$  is the curvature factor given in terms of the factor scale  $h_i$  along the direction  $i$ , as  $H_j^i = \frac{1}{h_j} \frac{\partial h_j}{\partial \xi_i}$ . The Reynolds number shown in the  $\tau_{ij}^\delta$  expression writes  $Re = \frac{2U_\infty R}{\nu^c}$ . As there is no heat source, the following dimensionless heat transport equation involves only diffusive and convective transports. In the considered coordinate system ( $\xi_i$ ) it writes :

$$\begin{array}{cc}\text{Drop phase} & \text{Continuous phase} \\ \frac{\partial Z^d}{\partial t} + \frac{\partial (V_j^d Z^d)}{\partial \xi_j} = \frac{1}{Pe} \frac{\partial^2 Z^d}{\partial \xi_j \partial \xi_j} & \frac{\partial Z^c}{\partial t} + \frac{\partial (V_j^c Z^c)}{\partial \xi_j} = \frac{a^*}{Pe} \frac{\partial^2 Z^c}{\partial \xi_j \partial \xi_j}\end{array}\quad (3)$$

$Z$  is the dimensionless temperature (i.e.  $Z = \frac{T - T_{int}}{T_\infty - T_{int}}$ ), and  $Pe = \frac{2U_\infty R}{a^c}$  is the external Peclet number. Note that the Peclet can be calculated from the Reynolds number and the Prandtl number  $Pr = \frac{\nu^c}{a^c}$ .

In order to couple the internal and the external flows, one must complete the previous set of equations by the jump conditions expressed at the interface. At the droplet interface ( $r = R$ ), which is considered completely free from any surface-active contaminants, it is assumed, that the component of the shear stress tangent to the interface is continuous across the interface. The balance of the component of the shear stress normal to the interface is unnecessary since the interface is considered as non-deformable and spherical. In addition, it is assumed that the component of the velocity tangent to the interface is continuous across the interface, and that the component of the velocity normal to the interface equals zero in both phases. Finally the temperature and the normal local heat flux are continuous at the interface. Therefore, the jump conditions can be summarized in the following equations :

$$\begin{aligned}\mathbf{V}^d \cdot \mathbf{t} &= \mathbf{V}^c \cdot \mathbf{t} \\ \mathbf{V}^d \cdot \mathbf{n} &= \mathbf{V}^c \cdot \mathbf{n} = 0 \\ (\boldsymbol{\tau}_I^d \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{t} &= (\boldsymbol{\tau}_I^c \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{t} \\ Z_I^d &= Z_I^c \\ -\lambda^d \frac{\partial Z^d}{\partial \mathbf{n}} \Big|_I &= -\lambda^c \frac{\partial Z^c}{\partial \mathbf{n}} \Big|_I\end{aligned}\quad (4)$$



### 3. Results & Discussion

#### 3.1. Numerical procedure

The previous balance equations of the model are solved numerically using the code JADIM. This inhouse research code, developed by IMFT [9] [10], uses the finite volume method to solve the 3D unsteady and incompressible Navier–Stokes equations in orthogonal curvilinear coordinates. A 2D axisymmetric geometry has been used in our study. The mesh used for the computational domain is a curvilinear orthogonal mesh where the internal mesh is polar and the external one represents the stream/potential functions of an inviscid flow around a cylinder (Figure 1).

The algorithm of resolution relies on the projection method, where the diffusive-convective terms are evaluated first. Then the pressure is computed to satisfy the incompressibility condition through the solution of a Poisson equation. The numerical scheme of time advancement based on Range-Kutta/Crank-Nicholson presents an efficient stability with a second order. The viscous terms are calculated implicitly while the convective terms are solved explicitly. The spatial discretization is based on a centered scheme (second order). The resolution of pressure is run independently inside and outside the droplet.

The hydrodynamics problem is solved for a given  $Re$  number until a steady state is reached. The energy equation is then resolved subsequently in the frozen velocity field with an initial value of  $Z_0^d = 1$  inside the droplet and 0 everywhere outside.

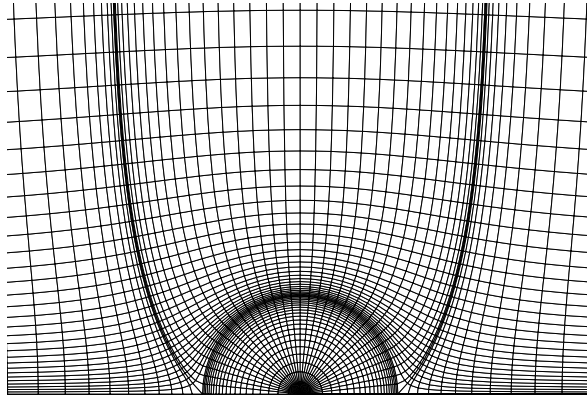


Figure 1: Curvilinear orthogonal mesh used in the simulations

#### 3.2. Validations

Two key parameters have been investigated to test the accuracy of our numerical model: the drag coefficient  $C_d$ , for the hydrodynamic aspect, and the Nusselt number for the heat transfer aspect. The drag coefficient is calculated from the total drag force  $F_D$  exerted by the continuous phase on the droplet, using the classical definition  $C_d = 8 \frac{F_{d,p} + F_{d,f}}{\pi \rho^e U_\infty^2 d^2}$ . This drag force is calculated by the shell integration of the x-component of the viscous stress and pressure on the droplet interface. The Nusselt number is defined by the expression :

$$Nu = \frac{1}{\overline{T^d}} \int_{drop} \left. \frac{\partial T^d}{\partial \mathbf{n}} \right|_I \cdot \sin(\theta) dS \quad (5)$$

$\overline{T^d}$  is the average temperature inside the droplet, given as follows :

$$\overline{T^d} = \frac{3}{4\pi R^3} \int_0^{2\pi} \int_0^R \int_0^\pi T^d(r, \theta) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\Omega \quad (6)$$

The numerical results are first compared with literature correlations for the drag coefficient. The results are summarized in Table 1. The calculated drag coefficients are in excellent agreement with the literature data in the considered range of Reynolds number used. If we look at the streamlines pattern of the case ( $Re = 100, \rho^* = 1$ ) shown in Figure 2, we can notice an external recirculation in the wake of the drop. The same external recirculation was observed by Oliver & Chung (1987) [11], the angle at which the boundary layer separates was found by the authors to be 41.1. In our results the value found is 41.7 which is in very good agreement.

Re	0.1	0.5	1	2
Present simulations	205.3	42.89	22.5	12.1
Oliver & Chung [11]	202.4	-	22.4	12.1
Feng & Michalides [4]	-	42.61	22.42	-

Table 1: Drag coefficient ( $\rho^* = 1$ )

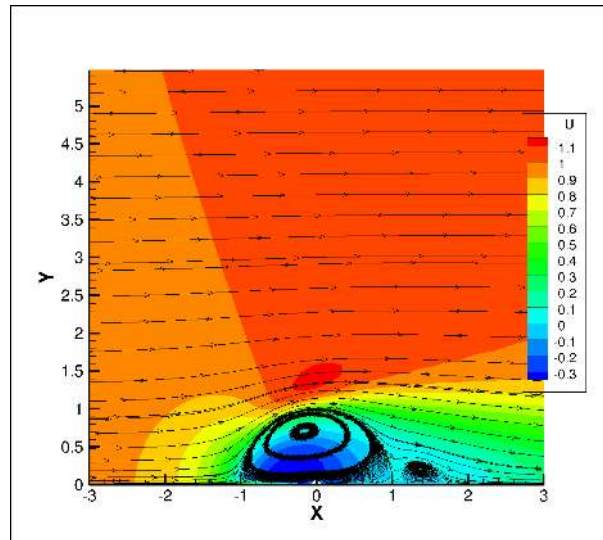


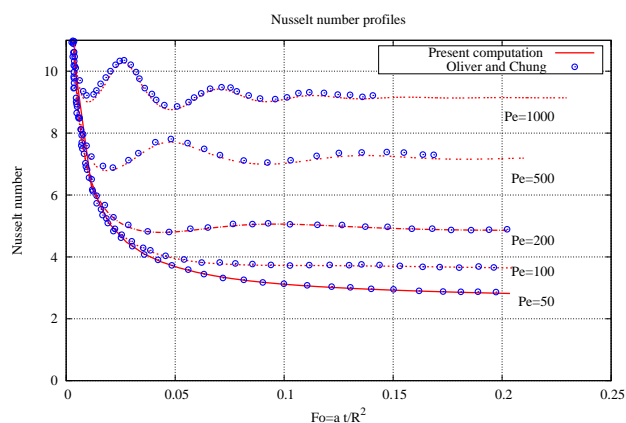
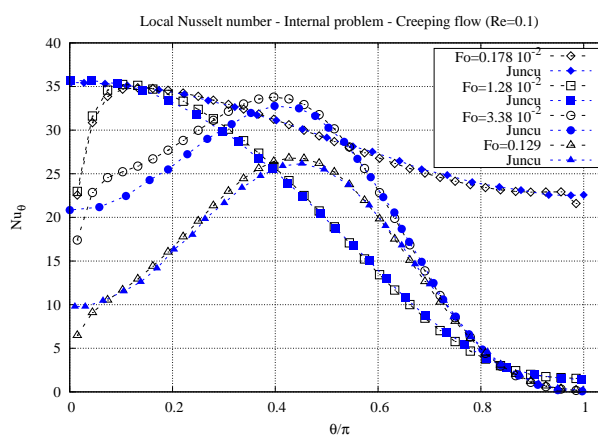
Figure 2: Distribution of the horizontal velocity and streamlines ( $Re = 100, \rho^* = 1$ )

Figure 3 compares the time evolution of the Nusslet number, predicted by our simulation with data from Oliver and Chung [1] for droplets in the creeping flow regime ( $Re = 0.1$ ). The overall agreement is good and especially the temporal oscillations due to the convection process inside the droplet are correctly reproduced. It is worth to note that the magnitude of the oscillations depends primarily on the Peclet number. Hence, for low Peclet number the transport process is diffusive and the effect of the internal recirculation cannot be seen. As as the  $Pe$  increases the internal recirculation triggers oscillations of the Nusselt number, before reaching steady state. Again, the steady values are in perfect agreement with [1] as reported in

$Pe$	50	100	200	500	1000
Present calculations	2.72	3.6	4.8	7.19	9.14
Olivier & Chung [1]	2.67	3.6	4.8	7.2	9.2

 Table 2: Steady values of the Nusselt number ( $Re = 1$ ,  $\mu^* = 1$ ,  $a^* = 1$ )

Table 2 for an internal problem where the stream flow imposes its temperature on the droplet's interface. The time evolution of the local Nusselt number profiles in a creeping flow ( $Re = 0.1$ ) is compared with Juncu's result [6] in Figure 4. An excellent agreement is observed for the spacial distribution of local Nusselt number evolution.


 Figure 3: Temporal evolution of Nusselt number ( $Re = 0.1$ )

 Figure 4: Temporal evolution of  $Nu_{\theta}$  profiles ( $Re = 0.1$ ,  $Pe = 1000$ )

### 3.3. Parametric study

In order to identify the key parameters that drive the variation of the Nusselt number, we perform a parametric study by varying the dimensionless number one by one. Among the three parameters representing to hydrodynamics ( $Re$ ,  $\mu^*$  and  $\rho^*$ ), studies[4] [14] have shown that the density ratio effect is small in axisymmetric problems therefore we reduce our hydrodynamic parameters to the Reynolds number and the viscosity ratio, (the density ratio bring fixed to 1). Similarly the parameters that influence the physics of the transfer are the Peclet number and the thermal diffusivity ratio. To investigate these parameters we start by studying the evolution of the Nusselt number in terms of Peclet number for a given hydrodynamic configuration. Figures 5 and 6 correspond to two different flow regimes ( $Re = 0.1$  and  $Re = 100$ ). In those figures, the yellow regions represent curves with  $a^* > 1$  while the pink regions are associated with  $a^* < 1$ . It can be noticed that the two cases show similar tendencies regarding the Nusslet evolution, however a significant effect of  $\mu^*$  and  $a^*$  can be noticed. The absence of similarities and the multi-variable aspects make it very difficult to predict a correlation for  $Nu$ . One way to use efficiently the data is by studying limiting cases. Future work will shed light on this strategy.

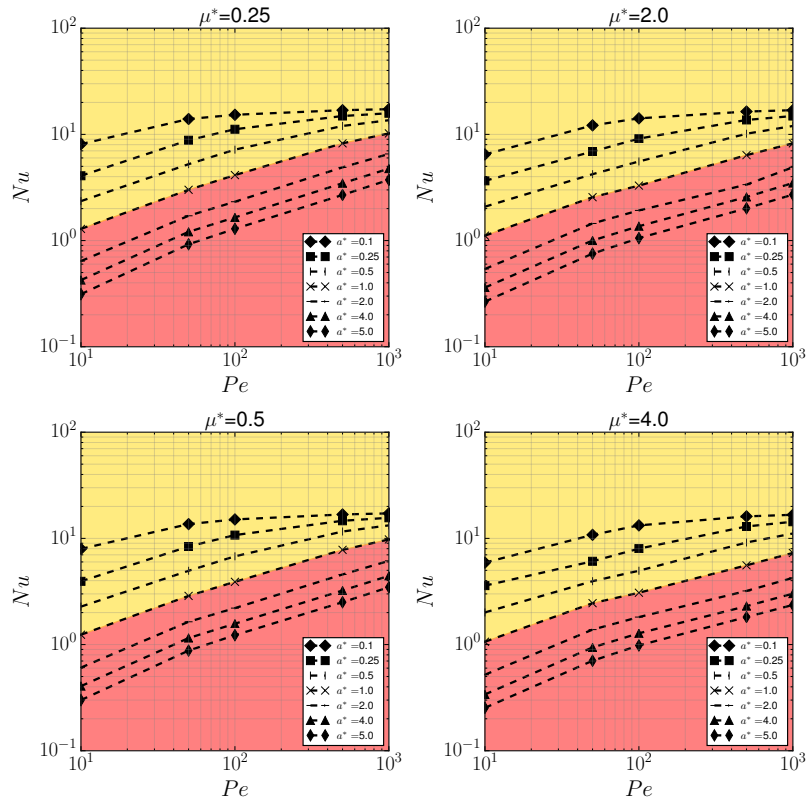


Figure 5: Nusselt number  $Re = 0.1$

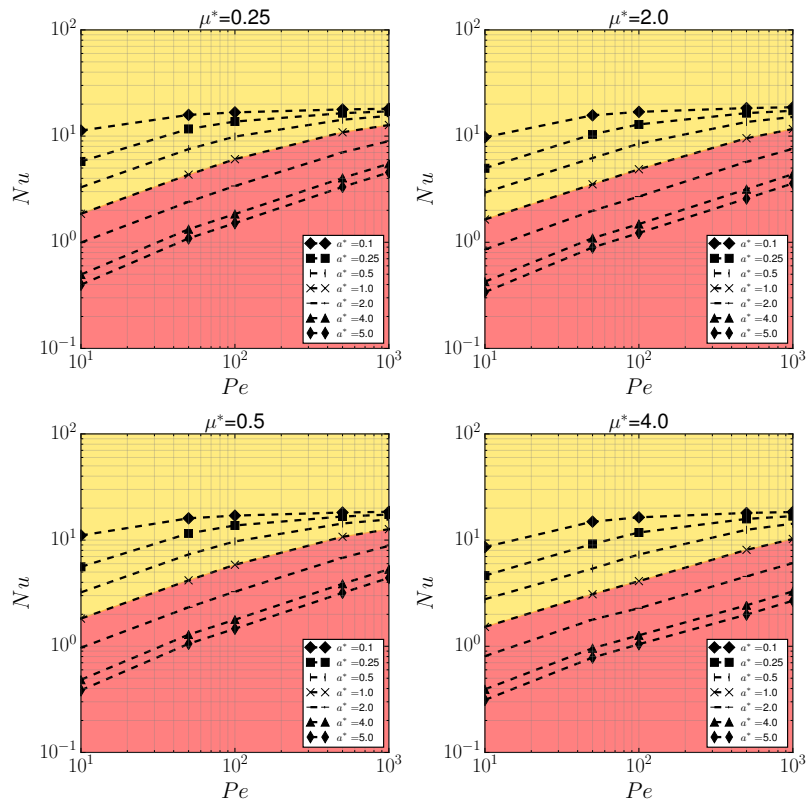


Figure 6: Nusselt number  $Re = 100$

## **4. Conclusion**

In this contribution, we have carried out simulations that resolves Navier-Stokes equations and heat transport equation inside and outside a spherical droplet. Jump conditions at the interface have been implemented to couple the internal/external flows. The hydrodynamic validation has been performed for a wide range of  $Re$ . For heat transfer, the Nusslet number evolution has been validated for low Reynolds flows. The number of parameters controlling the heat transfer rate may vary from one case to another: the conjugate problem depends on a large number of parameters which makes it difficult to derive a direct correlation from the simulation's results. One way to investigate the problem will be to study extreme cases (1- Internal/external problem which corresponds respectively to large/small values of diffusivity ratio or 2- Particle/bubble characterized by extreme values of viscosity ratio).

## 5. Bibliography

### References

- [1] Oliver, Douglas LR and Chung, Jacob N, Conjugate unsteady heat transfer from a spherical droplet at low Reynolds numbers, *International journal of heat and mass transfer*, 29, 6, 879–887, 1986
- [2] Clift, R and Grace, JR and Weber, ME, Bubbles, drops and particles, 1987, Book
- [3] Sadhal, Satwindar S and Ayyaswamy, Portonovo S and Chung, Jacob N, Transport phenomena with drops and bubbles, 2012 Book
- [4] Feng, Zhi-Gang and Michaelides, Efstathios E, Drag coefficients of viscous spheres at intermediate and high Reynolds numbers, *Transactions-American Society Of Mechanical Engineers Journal Of Fluids Engineering*, 123, 4, 841–849, 2001
- [5] LeClair, B.P., Hamielec, A.E., Pruppacher, H.R., Hall, W.D., A theoretical and experimental study of the internal circulation in water drops falling at terminal velocity in air, *J. Atmos. Sci.*, 29 (4), 728–740, 1972
- [6] Juncu, Gheorghe, A numerical study of the unsteady heat/mass transfer inside a circulating sphere, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53, 15, 3006–3012, 2010
- [7] Abdel-Alim, A.H., Hamielec, A.E., A theoretical and experimental investigation of the effect of internal circulation on the drag of spherical droplets falling at terminal velocity in liquid media, *Industr. Eng. Chem. Fundam.*, 1975, 14 (4), 308–312
- [8] Rivkind, V.Y., Ryskin, G.M., Flow structure in motion of a spherical drop in a fluid medium at intermediate Reynolds numbers, *Fluid Dyn.*, 53, 15, 11 (1), 5–12, 1976
- [9] Legendre, Dominique, Quelques aspects des forces hydrodynamiques et des transferts de chaleur sur une bulle sphérique, 1996 - Thèse de l'INP Toulouse
- [10] Claire Souilliez, Hydrodynamique d'une goutte sphérique, 2004 - Rapport de stage DEA, IMFT
- [11] Oliver, DLR and Chung, JN, Flow about a fluid sphere at low to moderate Reynolds numbers, *Journal of Fluid Mechanics*, 177, 1–18, 1987
- [12] Kumar, A and Hartland, S, Correlations for prediction of mass transfer coefficients in single drop systems and liquid–liquid extraction columns, *Chemical Engineering Research and Design*, 77, 5, 372–384, 1999
- [13] Wegener, M and Paul, N and Kraume, M, Fluid dynamics and mass transfer at single droplets in liquid/liquid systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 71, 475–495, 2014
- [14] Edelmann, Christopher A and Le Clercq, Patrick C and Noll, Berthold, Numerical investigation of different modes of internal circulation in spherical drops: Fluid dynamics and mass/heat transfer, *International Journal of Multiphase Flow*, 95, 54–70, 2017

### Acknowledgements

This work was supported by the Nuclear Energy Division of CEA (program SIACY). The authors acknowledge the COSINUS service at the IMFT for their technical support: Kevin LARNIER, Annaïg PEDRONO.

# Étude expérimentale et numérique de la solidification d'un MCP.

Jean-Marie BUCHLIN\*, André Tristany FARINHA, Philippe PLANQUART, Chiara SPACCAPANICCIA et Lilla KOLOSZÁR

<sup>1</sup>Institut von Karman de Dynamique des Fluides  
Chaussée de Waterloo, 72- Rhode-Saint-Genèse, Belgique

\* (auteur correspondant : buchlin@vki.ac.be)

**Résumé** - La communication traite du phénomène de solidification d'un matériau à changement de phase. L'objectif est de tester les potentialités de deux modélisations numériques de l'interface liquide/solide sur la base d'une comparaison avec des données expérimentales. Les taux de croissance de la phase solide obtenus expérimentalement et numériquement sont en bon accord. Il est montré l'importance de modéliser une zone intermédiaire, dite pâteuse, entre les deux phases pour affiner la bonne représentativité des simulations numériques.

## Nomenclature

$A_M$	paramètre d'amortissement	<i>Symboles grecs</i>	
$C_p$	chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$\langle e \rangle$	épaisseur moyenne, m	$\beta$	fraction de liquide
$h$	enthalpie massique, $J.kg^{-1}$	$\varepsilon$	constante
$\mathcal{L}_a$	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$q_w$	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$	$\omega$	coefficient d'ajustement
$T$	température, °C, K	<i>Indices et exposants</i>	
$U$	vitesse, $m.s^{-1}$	$H$	d'enthalpique
$t$	temps, s	$M$	de quantité de mouvement
$x$	coordonnée horizontale, m	$m$	moyen
$y$	coordonnée verticale, m		

## 1. Introduction

La solidification d'un liquide est une opération de changement de phase qui se rencontre dans de nombreux phénomènes naturels (givrage, glace, roches éruptives) dans l'industrie (coulée continue et fonderie en métallurgie, verrerie) et dans des procédés d'ingénierie (stockage d'énergie, moulage, fabrication additive). En particulier dans la nouvelle génération de réacteurs nucléaires refroidis par métal liquide, il est crucial de s'assurer que les conditions de fonctionnement ne conduisent pas à la formation d'une croûte solide du réfrigérant autour des échangeurs de chaleur due à un trop fort refroidissement et, si tel est le cas, de pouvoir évaluer la chute de performance de l'échange de chaleur.

La mise au point d'outils permettant de prédire de façon fiable le mécanisme de solidification est donc requise. Dans ce but, une étude de base a été entreprise à l'Institut von Karman pour évaluer les potentialités de codes CFD à modéliser correctement la progression d'un front de solidification d'un matériau à changement de phase dans une configuration géométrique simple dont les conditions aux limites sont contrôlées. L'investigation comprend deux parties ; tout d'abord, une approche expérimentale est conduite pour construire une base de données aussi précise et documentée que possible. Puis les expériences sont numériquement simulées à l'aide de deux codes CFD, à savoir OpenFOAM® et ANSYS Fluent. La comparaison expérience/numérique permet de tirer une conclusion pratique.

## 2. Approche expérimentale

### 2.1. Le montage expérimental

La conception et le dimensionnement du montage résultent d'un état de l'art mené sur les méthodes expérimentales et techniques de mesure déjà mises en œuvre dans la littérature [1-3] ainsi que sur une première estimation du comportement thermique d'un MCP effectuée avec la solution analytique du problème de Stefan que nous nommerons ici modèle de Neumann [4].

Le choix s'est porté sur l'utilisation de la paraffine RT22HC dont les propriétés thermophysiques sont fournies au tableau I. Les deux phases sont très distinctes permettant un suivi de l'interface par visualisation. La phase liquide étant translucide, il est possible d'y appliquer la méthode de vélocimétrie par imagerie de particules, PIV [5] pour déterminer le champ de vitesse qui se développe par convection naturelle.

$T_s$	$T_\ell$	$\rho$	$C_p$	$\mathcal{L}_\ell$	$k$	$\mu$
°C	°C	kg.m <sup>-3</sup>	J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	kJ.kg <sup>-1</sup>	W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	mPa.s
20	23	(s)760-700 (50°C)	(s) 2000 (ℓ)	182	(s) 0,2 (ℓ)	10,8

Tableau 1: Principales propriétés du MCP-  $s$ =solidus,  $\ell$  = liquidus

La section d'essai est une enceinte parallélépipédique de 0,2 m de haut, 0,2 m de large et 0,1 m de profondeur. Elle est constituée par des plaques de polymère thermoplastique transparent (PMMA) de 0,02m d'épaisseur. Toutefois, une des grandes faces est formée d'un bloc d'aluminium refroidi par une circulation d'eau pour assurer une condition isotherme sur cette paroi. Le refroidisseur est un Chiller de 2.83W basé sur le cycle de Carnot.

La figure 1 propose un schéma et deux vues d'ensemble du montage qui était placé dans un petit local chauffé et maintenu à une température constante d'environ 30°C.

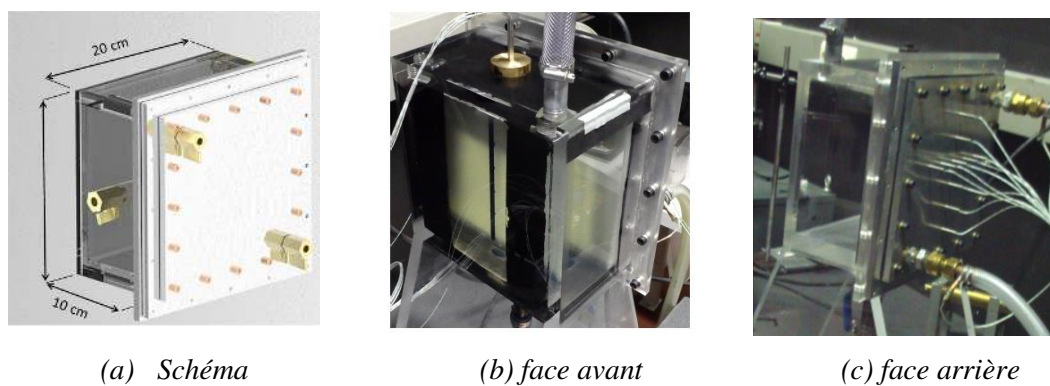


Figure 1 : Montage expérimental

Des thermocouples de type K, préalablement étalonnés, sont insérés dans le bloc refroidisseur en aluminium à 2mm de la surface et uniformément répartis comme le montre la figure 1c. Un peigne de 6 thermocouples, chacun séparé de son voisin d'une distance de 30 mm, est placé verticalement du côté chaud du MCP de façon à maîtriser la condition au limite de la phase liquide. L'acquisition des signaux de thermocouples et le post traitement se fait via un logiciel développé sous LabVIEW.



Un laser continu à argon et un dispositif optique composé de lentilles cylindriques produisent un feuillet lumineux très mince qui éclaire selon une tranche le milieu de la chambre d'essais. Une caméra LaVision Imager SX de 4 mégapixels, scanne la section éclairée à une fréquence de 15 images par seconde. La détection et le pourtour du front de solidification sont obtenus via un logiciel de traitement d'images développé en interne sur plateforme MATLAB.

La phase liquide du MCP estensemencée de micro sphères de verre creuses dont le diamètre moyen est de  $10\mu\text{m}$ . Comme ces particules possèdent une masse volumique distribuée autour d'une moyenne de  $600\text{ kg/m}^3$ , une procédure d'échantillonnage a été effectuée pour ne conserver que celles qui assuraient une flottabilité neutre. Cet ensemencement particulaire permet d'appliquer la technique de PIV dont l'analyse des images est effectuée à l'aide du logiciel Davis de LaVision.

## 2.2. Résultats expérimentaux

Les premières conditions expérimentales sont  $5,6^\circ\text{C}$  pour la paroi froide. La paroi chaude est maintenue à  $30^\circ\text{C}$  qui est aussi la température initiale du liquide. La solidification est un phénomène très lent: l'expérience peut durer jusqu'à 5 heures.

La figure 2a propose une visualisation durant la solidification du MCP. On y discerne clairement le front et les particules traceuses pour la PIV. On constate que le front ne se développe pas de façon uniforme. L'inclinaison observée résulte de l'établissement de la convection naturelle. Comme le montre le champ de vitesse PIV présenté à la figure 2b et mesurée avec une incertitude de 3%, l'écoulement principal est de sens anti-trigonométrique; le flux liquide le plus chaud arrive en haut et se déplace de droite à gauche. Il ralentit la solidification par rapport à la zone du bas où la vitesse de liquide reste très faible. On note par ailleurs que les valeurs de vitesse se confinent à quelques millimètres par seconde.

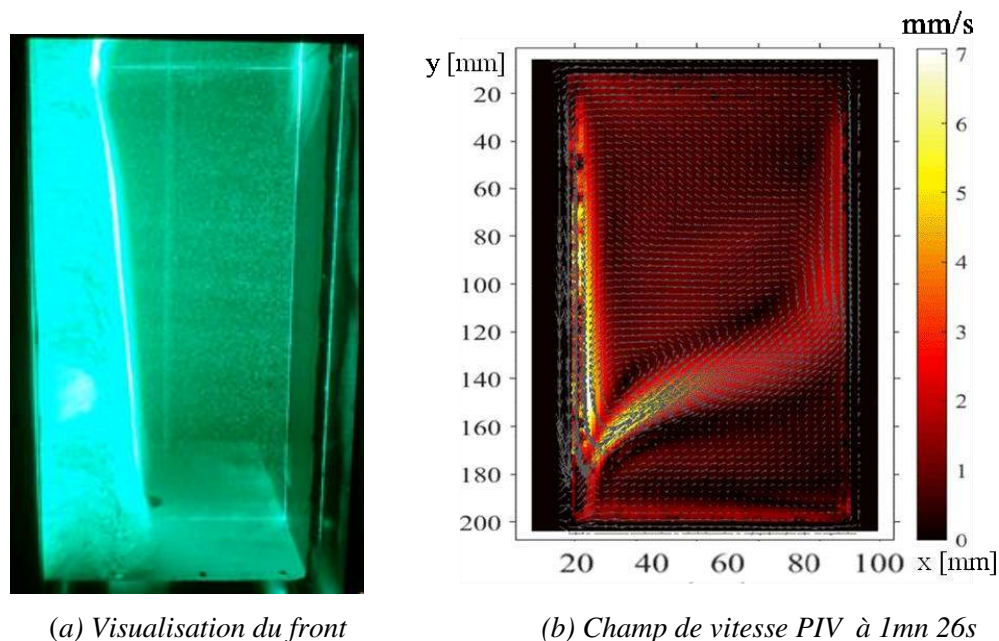


Figure 2 : Observation expérimentale

Le suivi du front de solidification est illustré à la figure 3 où la position de l'interface liquide-solide est tracée pour 5 instants. Le petit retournement de l'interface observé au-

dessus et qui s'accroît aux grands temps, résulte d'une perte de chaleur progressive au sommet de l'enceinte due au transfert par conduction dans la paroi supérieure.

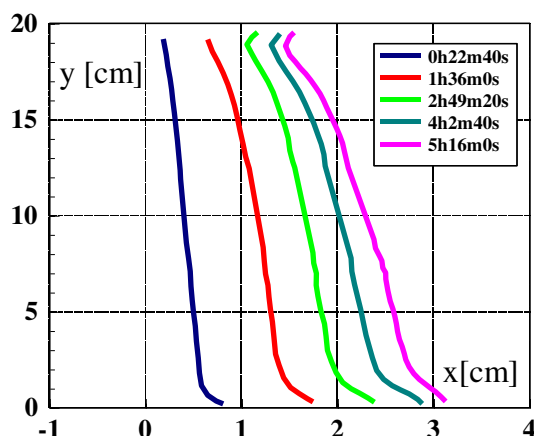


Figure 3 : Évolution temporelle du front de solidification

### 3. Simulation numérique

#### 3.1. La modélisation

La résolution numérique d'un problème multidimensionnel de convection-diffusion avec changement de phase est une tâche très ardue. La difficulté réside principalement dans la bonne prise en compte de la transition liquide-solide.

La modélisation du phénomène de solidification dépendra aussi de la condition thermique considérée à l'interface. On peut soit supposer que le changement de phase s'effectue à température constante soit qu'il évolue sur une petite plage thermique caractérisée par l'écart entre la température liquidus ( $T_{liquidus}$ ) et la température solidus ( $T_{solidus}$ ).

Plutôt que d'essayer de traquer explicitement la position du front de solidification par une méthode de type volume de fluide (VOF), on peut adopter des méthodes plus souples telles que celles basées sur la formulation de la chaleur spécifique ou de l'enthalpie [6]. Dans notre étude, nous avons retenu la modélisation de l'enthalpie associée à la présence d'une petite zone dite pâteuse qui se crée entre les phases liquide et solide (liquidus/solidus) comme schématisée à la figure 4 [7-9]. On traitera cette couche interfaciale comme un milieu pseudo poreux caractérisé par la fraction liquide présente,  $\beta$ , qui variera de 0 (solide où la vitesse est nulle) à 1 (liquide).

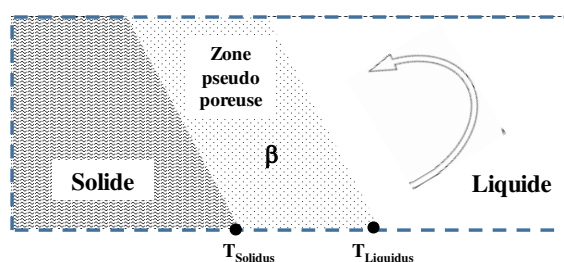


Figure 4 : Définition de la zone pseudo poreuse lors de la solidification

Dès lors, on introduit dans les équations de quantité de mouvement un terme ‘source’ qui prendra en compte la résistance hydraulique produite par le contenu solide dans cette zone. Le présent problème se caractérise par un écoulement essentiellement laminaire vu les ordres de grandeur obtenus par PIV (voir figure 2b). La quantité de mouvement se formulera comme suit :

$$\frac{\partial(\rho\vec{U})}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \cdot \vec{U} \rho = \nabla(\mu\nabla\vec{U}) - \nabla p + \rho\vec{g} + S_M \quad (1)$$

Le terme source de l’équation de quantité de mouvement se modélise par une relation similaire à la loi de Darcy :

$$S_M = \frac{(1-\beta)^2}{\beta^3 + \varepsilon} A_M (\vec{U} - \vec{U}_b) \quad (2)$$

$A_m$  est un paramètre d’amortissement: plus grande est sa valeur (prise égale à  $10^5$  d’après [7]), plus rapide se fera la chute de la vitesse, c’est-à-dire plus petite sera l’épaisseur de la zone pâteuse. La constante  $\varepsilon$  est une très petite valeur positive qui empêche la division par 0 dans  $S_M$ . La vitesse  $U_b$  est celle du solide éventuellement entraîné par une paroi mobile. Elle est nulle dans le problème traité.

L’enthalpie est calculée comme la somme de la contribution sensible,  $h$ , et celle du changement de phase,  $\Delta H$ . Cette dernière s’exprime comme le produit de la chaleur latente,  $\mathcal{L}_{\ell s}$ , fois  $\beta$ . De ce fait, l’équation de l’enthalpie peut s’écrire comme suit :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} h) = \nabla \cdot (\alpha \nabla h) + S_H \quad (3)$$

Compte tenu de la définition de l’enthalpie, et s’il n’y a pas d’autres sources volumiques de chaleur, l’expression générale du terme source est:

$$S_H = - \left[ \frac{\partial(\rho \Delta H)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \Delta H) \right] \quad (4)$$

Il reste à formuler l’expression de  $\beta$ . C’est là qu’intervient la façon de considérer la solidification. Deux approches sont ici testées pour modéliser la fraction liquide dans la zone pâteuse. Dans la première approche,  $\beta$  est directement égal à l’écart relatif de la température par rapport à la température solidus  $T_{solidus}$  (règle du levier):

$$si \ T < T_{solidus} \rightarrow \beta = 0, \quad si \ T_{solidus} < T < T_{liquidus} \rightarrow \beta = \frac{T - T_{solidus}}{\Delta T_{liq,sol}}, \quad si \ T > T_{liquidus} \rightarrow \beta = 1 \quad (5)$$

Dans la deuxième approche,  $\beta$  varie avec le nombre de Stefan local:

$$\beta = \beta^* + \omega \cdot C_p \frac{T - T_m}{\mathcal{L}_{\ell s}} \quad avec \quad T_m - \frac{\beta^*}{\omega} \cdot \frac{\mathcal{L}_{\ell s}}{C_p} \leq T \leq T_m + \frac{(1 - \beta^*)}{\omega} \cdot \frac{\mathcal{L}_{\ell s}}{C_p} \quad (6)$$

Dans la relation (6),  $T_m$  est une valeur prise entre  $T_{solidus}$  et  $T_{liquidus}$ ,  $\beta^*$  la fraction liquide calculée au pas de temps précédent et  $\omega$  un coefficient d’ajustement qui fixera l’épaisseur de la zone de transition liquide/solide. La première approche est implémentée dans ANSYS Fluent alors que la seconde a été programmée dans le code OpenFOAM® avec un coefficient  $\omega$  dont la valeur est adaptée pour réduire au maximum l’épaisseur de la couche de transition.

Il faut noter que, quelle que soit la modélisation suivie, la simulation numérique nécessite un calcul itératif entre la température  $T$  et la fraction de liquide  $\beta$ .

### 3.2. Résultats

Les simulations sont conduites avec les mêmes conditions thermiques que celles des essais expérimentaux. Les codes ANSYS Fluent et OpenFOAM® ont été utilisés sur un maillage bidimensionnel représentant une tranche de l'enceinte expérimentale de façon à reproduire les tests effectués.

Le maillage structuré est composé de cellules de 0,2 mm. Les cellules dans les 13 couches près des parois sont progressivement agrandies. Le maillage contient finalement 10000 éléments partitionnés en 8 groupes pour un calcul parallélisé.

La simulation Fluent utilise SIMPLE pour le couplage pression-vitesse. Un schéma de premier ordre est choisi pour la résolution des équations (mouvement-énergie) alors que la progression dans le temps est obtenue par un schéma implicite avec un pas adaptatif. À titre indicatif, une simulation Fluent demande environ 6 heures sur 8 processeurs Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2650 v2 @ 2.60GHz.

La simulation OpenFOAM® se base sur l'algorithme PIMPLE avec une résolution de l'équation de quantité de mouvement suivie de deux corrections de pression par pas de temps. Le terme d'advection est discrétisé par un schéma de premier ordre amont alors que le terme de diffusion est traité par un schéma centré. Les calculs respectent un nombre de Courant toujours inférieur à 0,25. La simulation OpenFOAM® s'effectue en 2 heures sur le même matériel informatique.

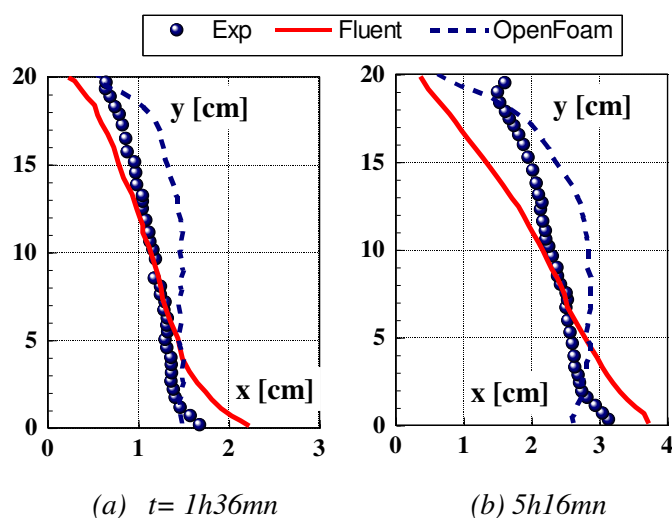


Figure 5 : Interface liquide/solide.

La figure 5 propose une comparaison entre les simulations numériques et l'observation expérimentale où le front est détecté avec une précision d'environ 1mm. La position du front de solidification, la phase solide étant dans la partie gauche, est tracée en fonction du temps. La tendance globale est bien reproduite mais des écarts locaux importants sont notés dans la partie supérieure de l'enceinte. La simulation OpenFOAM® prédit une solidification sensiblement plus uniforme et plus rapide. Ce comportement, dans l'ensemble plus unidimensionnel, résulte d'une sous-estimation de la vitesse comme montré ci-après. Sur la figure 6 est maintenant tracée l'évolution temporelle de l'épaisseur de solide,  $\langle e \rangle$ , moyennée sur la hauteur de l'enceinte. Ces simulations reproduisent une série d'essais où la surface

froide était maintenue à 7,3°C. Sur cette figure, on constate un bon accord entre les données expérimentales et la simulation Fluent. Celle effectuée avec OpenFOAM® en dévie significativement. Par contre, elle s'accorde très bien avec la prédiction analytique tirée du modèle unidimensionnel de Neumann qui est purement thermo-conductif. On en conclut que l'approche d'une couche pseudo poreuse est bien appropriée pour suivre le front de solidification en présence de courants convectifs.

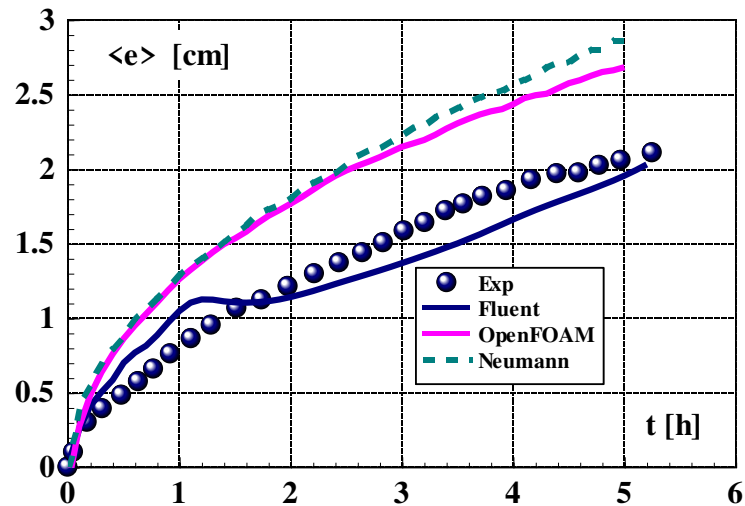
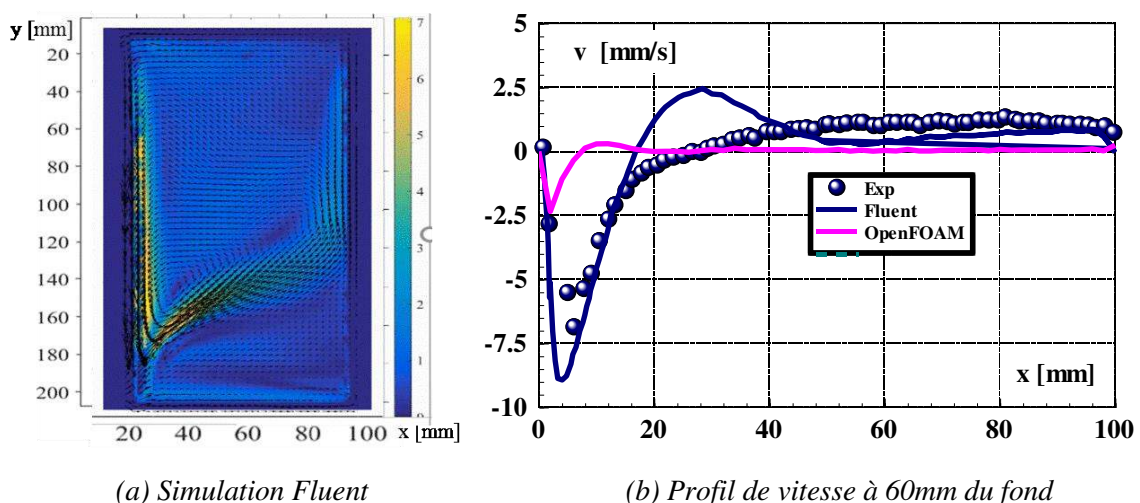


Figure 6: Evolution temporelle de l'épaisseur moyenne du solide

La figure 7 représente les prédictions du champ de vitesse. La comparaison des figures 2a et 7a montre que d'une façon qualitative la circulation du liquide due à la convection naturelle est bien reproduite par la simulation CFD et que les ordres de grandeur de la vitesse sont retrouvés. Toutefois, la figure 7b, qui présente un profil typique de la composante verticale de la vitesse dans la phase liquide, souligne que seule la simulation avec zone pseudo poreuse (Fluent) est capable de reproduire correctement les données PIV. Comme souligné précédemment, les valeurs minorantes de la simulation OpenFOAM® conduisent à un comportement plus en adéquation avec un modèle thermo-conductif (Neumann).



(a) Simulation Fluent

(b) Profil de vitesse à 60mm du fond

Figure 7 : Champ de vitesse

## 4. Conclusion

Une étude du phénomène de solidification d'un matériau à changement de phase est décrite.

Elle se compose de deux étapes. Dans un premier temps, on conduit une investigation expérimentale destinée à fournir des données sur la forme et la position du front de solidification ainsi que sur le mouvement du liquide induit par les gradients thermiques. Le MCP est une paraffine à bas point de fusion. Les principales techniques appliquées sont la visualisation avec traitement d'images et la PIV. Les résultats montrent que le front de solidification n'est pas uniforme dans la direction verticale: ceci résulte du mouvement du liquide induit par une convection naturelle bien mise en évidence par la PIV.

Dans la seconde partie de l'étude, on confronte une modélisation numérique d'interface liquide-solide, basée sur la présence d'une couche pseudo poreuse, à l'observation expérimentale. Les plateformes CFD mises jeu sont ANSYS Fluent et OpenFOAM®.

L'évolution temporelle du front de solidification et le champ de vitesse obtenus expérimentalement et numériquement sont en bon accord si une zone intermédiaire, dite pâteuse, entre les deux phases est prise en compte.

### Références

- [1] P. Lamberg. Mathematical modelling and experimental investigation of melting and solidification in a finned phase change material storage. PhD Thesis, Helsinki University of Technology, December, 2003.
- [2] X. Wang and Y. Fautrelle. An investigation of the influence of natural convection on tin solidification using a quasi-two-dimensional experimental benchmark. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(2324): (2009), 5624-5633.
- [3] Y.-C. Shih and S.-M Tu. PIV study on the development of double-diffusive convection during the solidification effected by lateral cooling for a super-eutectic binary solution. *Applied Thermal Engineering*, 29(1415): (2009), 2773-2782.
- [4] H. S. Carslaw, and Jaeger, J. C., *Conduction of Heat in Solids*, Oxford, University Press, (1959).
- [5] M. Carbonaro, T. Arts, J.-M. Buchlin, and M.L. Riethmuller. Lecture Series 'Measurement Techniques in Fluid Dynamics, An Introduction', von Karman Institute for Fluid Dynamics, (2009).
- [6] Shuli Liu, Yongcai Li, and Yaqin Zhang. Mathematical solutions and numerical models employed for the investigations of pcms phase transformations. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 33:(2014), 659-674.
- [7] M. Kumar, and D. J Krishna. Influence of Mushy Zone Constant on Thermohydraulics of a PCM. *Energy Procedia* 109 (2017), 314 – 321.
- [8] B. Niezgodá. The enthalpy-porosity method applied to the modelling of the ice slurry melting process during tube flow. *Procedia Engineering* 157 (2016 ),114 – 121.
- [9] Vikas, A. Yadav, and S.K. Soni. Simulation of Melting Process of a Phase Change Material (PCM) using ANSYS (Fluent). *International Research Journal of Engineering and Technology (IRJET)*, Volume 04, Issue 05, (2017).



# ETUDE DE LA THERMIQUE DU SURMOULAGE D'UN INSERT COMPOSITE PAR UNE RESINE THERMOPLASTIQUE EN CONDITIONS INDUSTRIELLES

Bruno VILLATTE<sup>1,2</sup>, Charbel ALHACHACH<sup>1,3</sup>,  
Jean-Luc BAILLEUL<sup>1\*</sup> et Steven LE CORRE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Thermique et énergie de Nantes (LTEN), UMR CNRS 6607, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes -Rue Christian Pauc, 44300 Nantes, France

<sup>2</sup>Imperial College of London

<sup>3</sup>Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes – Département thermique et Energie  
Rue Christian Pauc, 44300 Nantes, France

\* auteur correspondant: [jean-luc.bailleul@univ-nantes.fr](mailto:jean-luc.bailleul@univ-nantes.fr), [steven.lecorre@univ-nantes.fr](mailto:steven.lecorre@univ-nantes.fr)

## Résumé

Dans le cadre du travail que nous présentons, un plan d'expériences a été réalisé sur un dispositif de surmoulage industriel. Durant ces travaux, nous avons cherché à identifier l'influence de la pression de surmoulage, de la température initiale de l'insert composite et du temps de maintien de la pression avant le refroidissement sur la qualité de l'adhésion entre l'insert composite et la résine de surmoulage. Lors de ces essais, certains inserts ont été instrumentés afin de suivre dans le temps l'évolution de leur température. Nous proposons dans ce travail une analyse des phénomènes thermiques qui ont lieu durant de ce procédé de mise en œuvre, ainsi qu'une simulation de ceux-ci en comparaison avec les mesures. Nous analysons également l'influence des phénomènes thermiques sur les propriétés mécaniques obtenues.

**Mots clés :** Surmoulage, résine thermoplastique, mise en œuvre, transferts de chaleur

## Nomenclature

$P$  pression (Pa)

$t$  temps (s)

$T$  température, K

*Indices et exposants*

$f$  fusion

$s$  surmoulage

## 1. Introduction

En raison de leurs bonnes propriétés mécaniques, les composites à matrice thermodurcissable sont de plus en plus utilisés dans l'industrie, notamment pour le nautisme, l'aéronautique et les loisirs. Cependant, leur relative fragilité ainsi que les difficultés actuelles de leur recyclage (pièces en fin de vie ou bien chutes de production) constitue un frein pour le marché de l'automobile qui nécessite de très gros volume de matière. Toutefois, depuis quelques années, les composites à matrice thermoplastique, moins fragiles et recyclables sous forme de granulés pour une seconde utilisation, commencent à être regardés avec pour objectif l'allègement des structures automobiles. L'objectif est ici de remplacer des pièces habituellement métalliques par des pièces composites, plus légères à propriétés mécaniques équivalentes, et donc réduire ainsi les consommations énergétiques des véhicules pour répondre aux nouvelles normes environnementales.

Toutefois, ces nouveaux matériaux nécessitent la mise au point de nouvelles techniques de production qui conduisent, par exemple, au surmoulage de pièces composites par une résine

de même nature ou bien encore par le soudage de deux pièces composites. Il se pose alors la question de la qualité de l'adhésion [1] pour faire passer un chargement mécanique préalablement défini. Ce processus d'adhésion peut être décrit en quatre étapes présentées sur la figure 1 [2, 3].

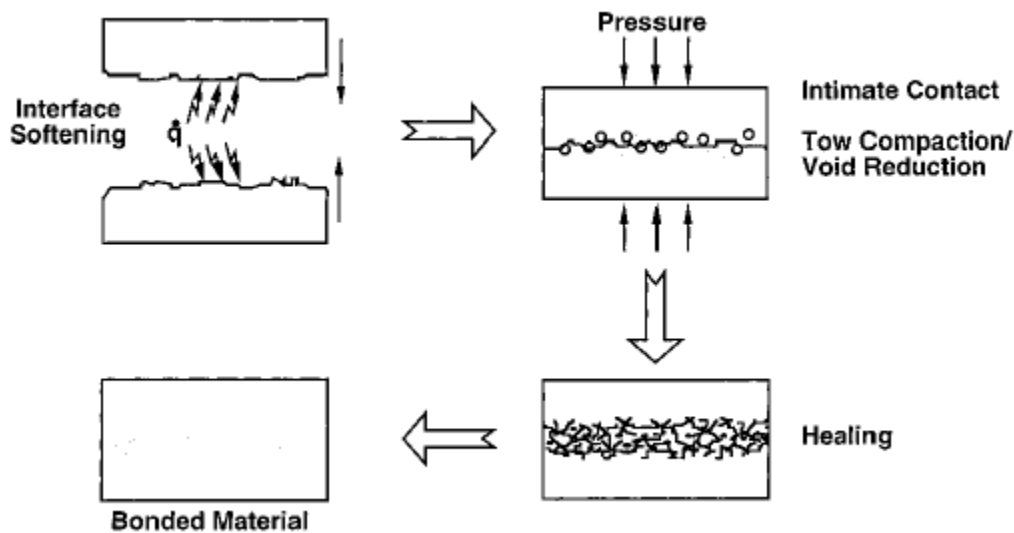


Figure 1 : Etapes de l'adhésion de résines thermoplastiques [3]

La première étape consiste à chauffer les deux faces qui seront mises en contact au-delà de la température de fusion ( $T_f$ ) de la résine considérée. Puis, les deux pièces sont mises en contact avec un certain niveau de pression. Notons ici que la pression de contact doit être suffisante pour permettre la déformation des aspérités. Le degré de contact intime [4] décrit la qualité de l'interface entre les deux pièces et est défini comme le rapport de la surface de contact réelle sur la surface totale. On retrouve ici une notion classique en conduction lorsque l'on définit des résistances thermiques de contact. La qualité de ce contact permet la reptation des macromolécules constituant la matrice thermoplastique [5]. Ainsi, il faut un certain temps de maintien de la pression de contact (temps de reptation) pour que le mouvement des macromolécules permet le franchissement de l'interface et conduire ainsi à la cicatrisation de celle-ci [6]. Ces deux phénomènes physiques sont décrits sur la figure 2.

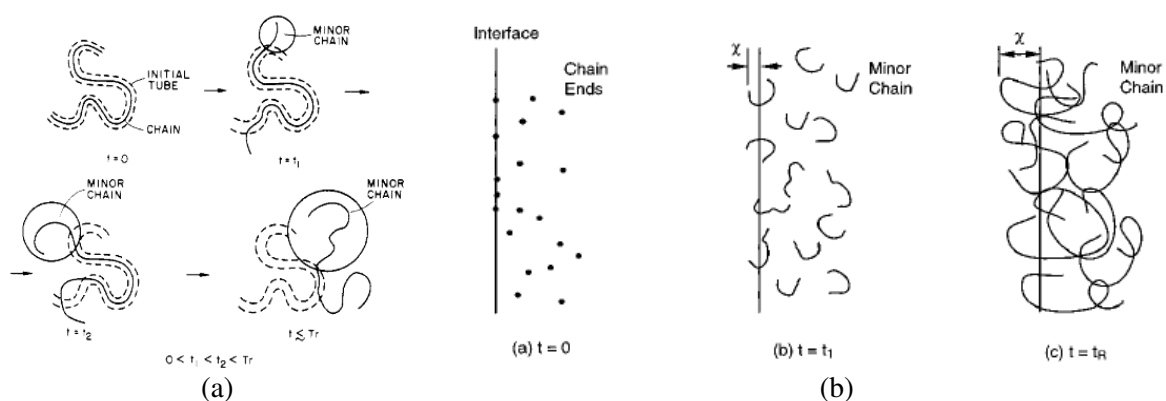


Figure 2 : Description de la reptation (a)[5] et de la cicatrisation (b) [6]

En théorie, l'interface peut disparaître complètement. Dans le cas d'un polymère seul, on obtient alors un matériau continu avec les propriétés de celui-ci en masse. Au regard de cette description, trois paramètres sont prépondérants pour la qualité d'une interface soudée par fusion : la pression exercée pour assurer un contact parfait, le temps durant lequel cette pression est exercée et la température des éléments mis en contact [7]. La dernière étape consiste au refroidissement des pièces qui conduit à leur consolidation.



Dans cet article, nous présentons un plan d'expériences réalisé sur une presse industrielle concernant le surmoulage d'un insert de géométrie parallélépipédique par une résine chargée de fibres courtes. Les échantillons étant instrumentés pour une part d'entre eux, nous avons enregistré les températures des interfaces de l'insert. Ces enregistrements sont analysés en terme de phénomène physique et reconstruits par modélisation numérique.

## 2. Moyens expérimentaux et numériques

### 2.1. Protocole expérimental et plan d'expériences

La résine thermoplastique avec laquelle nous travaillons étant hydro-sensible (Polyamide 6-6), les inserts composites (figure 3b) sont étuvés durant 8h à 80°C, avant leur surmoulage, afin de travailler à taux d'humidité contrôlé. Ils sont alors disposés dans un moule maintenu à 90°C (figure 3a) et la surface de surmoulage est chauffée à l'aide d'un panneau rayonnant (50 kW/m<sup>2</sup>) jusqu'à une température de surmoulage  $T_s$ . Dès l'instant où celle-ci est atteinte, le panneau rayonnant est retiré puis le moule refermé. La résine de surmoulage est alors injectée à 290°C avec une pression de surmoulage  $P_s$ . Cette pression est maintenue durant  $t_s$  secondes pendant le refroidissement. Lorsque la pièce passe sous les 150°C environ, elle est éjectée et poursuit son refroidissement dans l'atelier.

Comme nous l'avons décrit dans l'introduction, plusieurs paramètres sont importants pour l'obtention d'une adhésion de bonne qualité. Ainsi, nous avons réalisé un plan de 25 expériences de type Tagushi avec 3 paramètres pris sur 5 niveaux. Ainsi la température de surface est prise entre 270°C et 310°C par pas de 10°C. La pression de surmoulage évolue entre 50 et 400 bars et le temps de maintien de cette pression évolue de 1 à 10 s. Chaque expérience a été réalisée 3 fois.

### 2.2. Outils expérimentaux

Nos expériences ont été menées au centre technique industriel de la plasturgie et des composites (IPC) à Oyonnax sur une presse à injecter ENGEL de 50 tonnes.

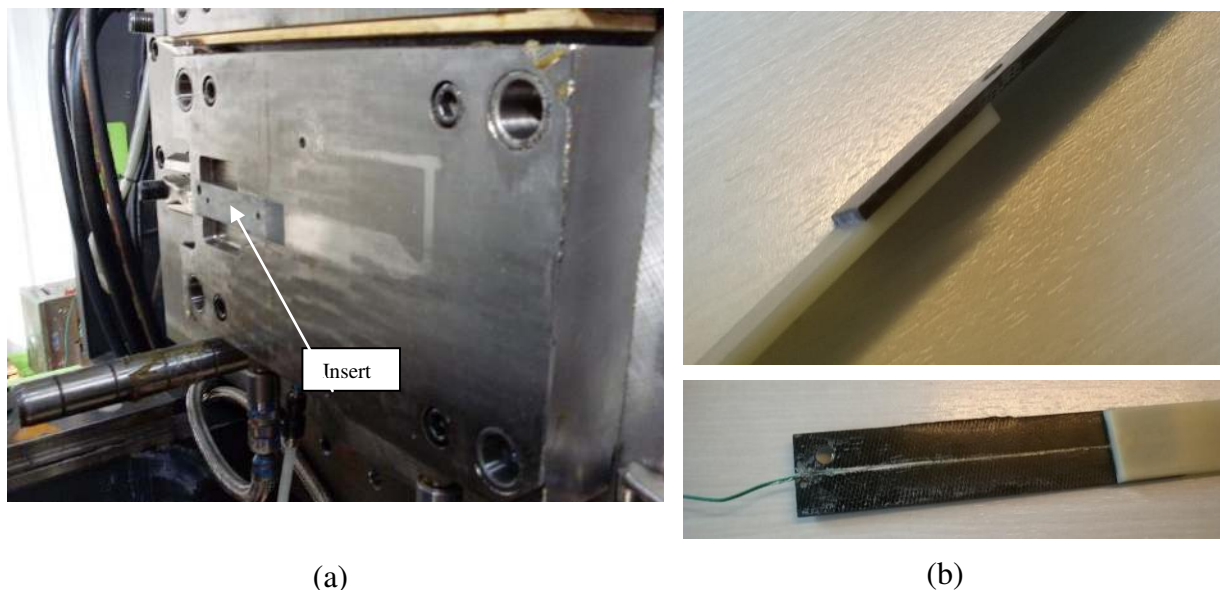


Figure 3 : Empreinte de la cavité moulante (a) insert surmoulé (b)

L’empreinte du moule est présentée sur la figure 3a. Sur la partie gauche nous pouvons voir l’insert mis en place (largeur 25mm, épaisseur 2 mm et longueur 125mm). Sur la même image, mais à droite de l’insert, la zone brillante représente le parcours de la résine de surmoulage. Sur la figure 3b sont présentées : en haut une vue de côté d’un insert avec son surmoulage et en bas une vue de dessus d’un insert instrumenté et surmoulé. L’instrumentation consiste en la mise en place de un, ou deux, thermocouples de type K dans une petite rainure d’environ 0,5mm de profondeur. La sortie des thermocouples se fait dans le plan de joint du moule par un espace prévu à cet effet. Nous avons choisi deux natures de fils de thermocouple (diamètre 80µm verni et diamètre 125µm gainé verre) pour s'assurer de la tenue mécanique de ceux-ci. Ils sont reliés à une centrale d’acquisition de type Agilent<sup>®</sup> équipée d’une carte multiplexée 16 voies via une boîte de référence.

Les inserts sont en résine polyamide 6-6. (PA66) renforcé par un tissu de verre équilibré ayant un taux volumique de 50%. Ils sont réalisés par thermo-compression. La résine de surmoulage est également un PA6-6 de la même famille renforcé par des fibres de verre courtes (<2mm) avec un taux volumique relativement faible (<20%). Les propriétés thermiques des matériaux ont été mesurées en fonction de la température et du taux de cristallisation [8].

Les pièces obtenues dans les différentes conditions ont été testées en flexion 3 points sur une machine de traction/compression [9].

### 2.3. Outil numérique

La modélisation numérique des phénomènes thermiques se produisant lors du surmoulage a été menée à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics<sup>®</sup>. La pièce et le moule ont été modélisés en géométrie 2D [9, 10]. Le maillage utilisé est présenté en figure 4, les cotations sont en millimètre.

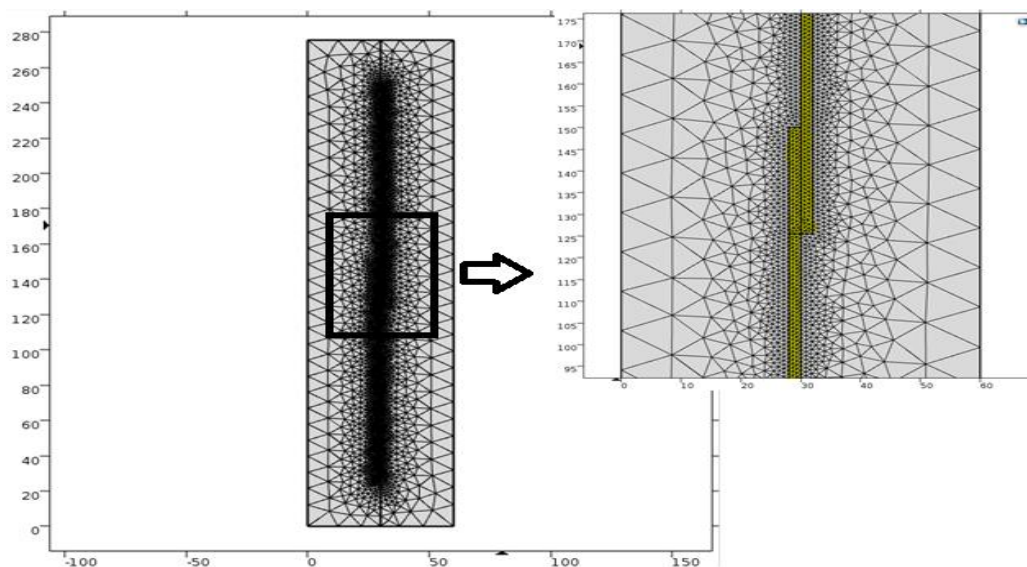


Figure 4 : Maillage de la géométrie [10]

Durant la première étape (chauffage de l’insert), on considère une résistance thermique de contact entre la pièce et le moule et en face avant une condition mixte entre le flux radiatif imposé (l’absorptivité de l’insert a été déterminée sur un spectromètre infra-rouge Bruker 80v) par l’élément chauffant, la convection naturelle et le rayonnement avec l’ambiance de l’atelier. Le coefficient d’échange global a été déterminé à partir des corrélations usuelles [10]. La phase de fermeture du moule a été modélisée uniquement par un échange radiato-convectif

avec l'environnement de la pièce. Le surmoulage est supposé très rapide (de l'ordre de 2s), et le refroidissement est modélisé en considérant deux résistances thermiques entre l'insert surmoulé et les deux parois du moule. Les valeurs de résistances thermiques ont été estimées en utilisant des méthodes développées au laboratoire dans le cadre de l'injection de résines thermoplastiques [12].

### 3. Analyse et discussion

Dans un premier temps, analysons un exemple type de températures enregistrées (figure 5).

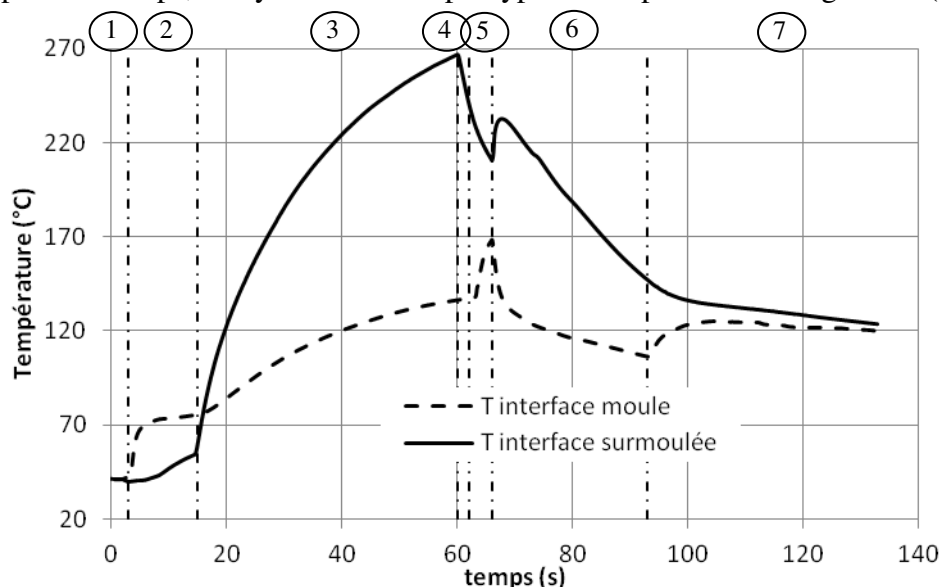


Figure 5 : Exemple d'enregistrement de température.

Nous observons, lors de la mise en place de l'insert dans le moule l'élévation assez rapide de la température coté moule (2) alors que l'autre face s'échauffe beaucoup plus lentement. Après environ 15 secondes, le panneau rayonnant chauffe l'insert jusqu'à environ 270°C à 60 secondes (3). Durant ce temps, la face arrière s'échauffe par conduction. Le panneau rayonnant est alors déplacé (62s) et le moule fermé (66s). On remarque ici le fort refroidissement de la surface de surmoulage (4) qui tend à une nette "homogénéisation" de la température de l'insert lors de la mise en pression de celui-ci (5). Ensuite le surmoulage se produit très rapidement et entraîne une forte augmentation de la température en face avant (début 6). La pièce se refroidit alors jusqu'à son éjection après 93 secondes (6). Lors de la phase de refroidissement en atelier les températures s'uniformisent en raison des faibles échanges avec le milieu extérieur(7), en comparaison avec ceux ayant eu lieu dans le moule.

Sur la figure 6, nous présentons un cas de reconstruction numérique de la température mesurée expérimentalement. Nous pouvons ici remarquer l'excellent accord entre les résultats obtenus numériquement et notre mesure. La figure 7 présentant les différences « mesures-simulation » démontre la qualité du modèle numérique employé ainsi que la qualité de la caractérisation des propriétés thermophysiques de notre matériau. Cependant, la phase de surmoulage, que nous avons supposée instantanée, doit être mieux décrite notamment les échanges lors de l'arrivée de la matière fondue à 290°C dans la cavité moulante. Un dernier point peut être amélioré avec la prise en considération de la cinétique de cristallisation du PA6.6. En effet, aux alentours de 60 secondes, la mesure présente un épaulement qui marque la libération d'énergie lors de la cristallisation de la résine thermoplastique. Nous pouvons

également noter la très forte différence de température entre la modélisation en surface de l'insert et la modélisation à la position des thermocouples (0.5mm).

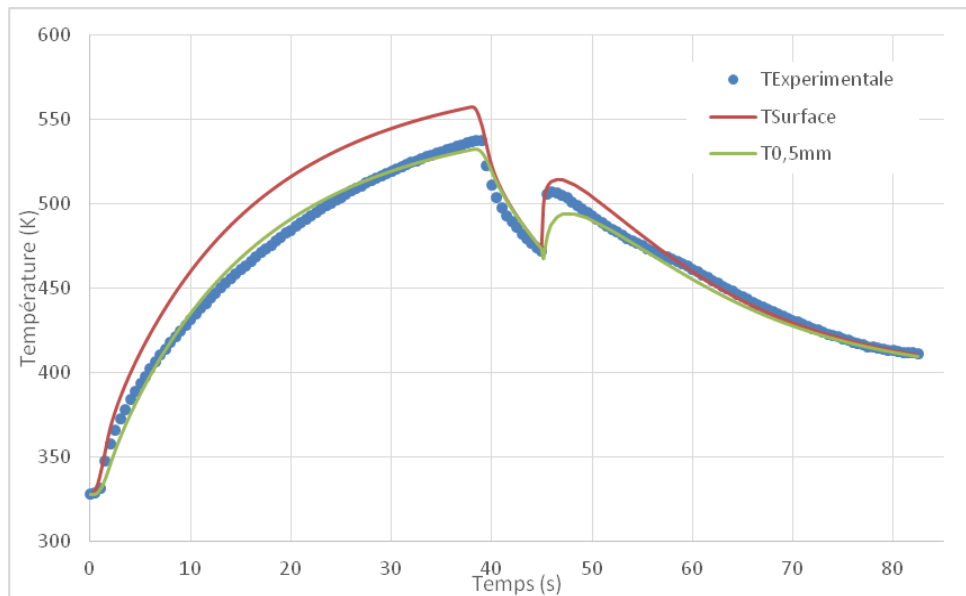


Figure 6 : Comparaison mesure/simulation numérique.

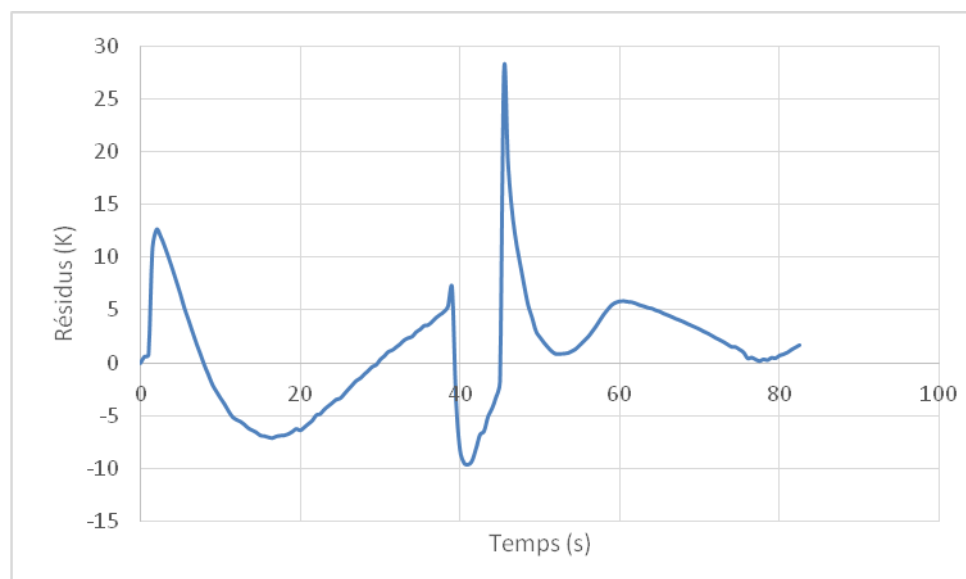


Figure 7 : Différence de Température mesure/simulation numérique.

Les 75 éprouvettes obtenues ont été testées en flexion 3 points. La contrainte maximum, calculée selon un modèle de poutre de Bernoulli, a été mesurée puis normalisée ce qui nous a permis de mettre en évidence l'influence de nos trois paramètres sur la qualité mécanique de l'adhésion. Ces résultats sont présentés sur la figure 8. En ce qui concerne la pression de maintien, il n'y a pas d'influence nette de celle-ci dans la gamme explorée. Cela s'explique par le fait que l'insert comme la résine de surmoulage sont fondus, donc ils sont très facilement déformés et le taux de contact très rapidement optimum. Lorsque l'on analyse l'influence du temps de maintien de la pression, on remarque, à une erreur de mesure près, que de façon attendue l'allongement de celui-ci a un effet positif sur le soudage en laissant un temps de reptation des macromolécules suffisant. On peut également remarquer qu'une tendance asymptotique apparaît pour les temps les plus longs. Notons ici que dans des conditions industrielles, cette durée doit être minimisée pour des raisons de temps de cycle. Nous pouvons noter également que durant ce maintien de la pression, le refroidissement de la pièce

est fortement initié. Il en découle, au moins en parois de moule, une cristallisation de la matrice thermoplastique induisant un blocage du mouvement des macromolécules. Partout ailleurs dans l'épaisseur de la pièce la température chutant, la mobilité moléculaire diminue également et donc la cicatrisation se ralentit. Remarquons enfin qu'il faut un temps de maintien minimum de l'ordre de 3s pour commencer à avoir des propriétés mécaniques à l'interface.

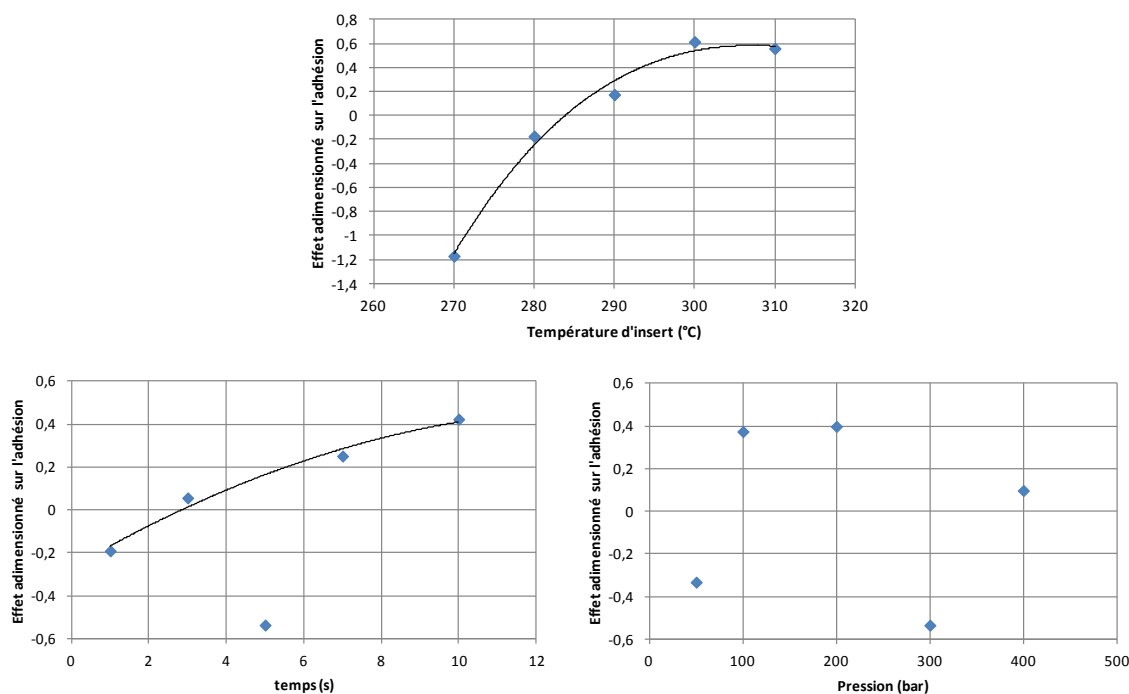


Figure 8 : Influence des 3 paramètres testés sur la qualité de l'adhésion.

En ce qui concerne l'influence de la température initiale de la surface des inserts, on remarque très clairement l'effet positif de son augmentation avec une tendance asymptotique ici rapidement atteinte (300°C). Nous pouvons noter ici qu'il faut monter l'interface assez nettement au dessus de la température de fusion du polymère (265°C dans notre cas) pour initier l'adhésion. Nous attribuons ce fait au refroidissement important de la surface entre la fin de l'éclairage infrarouge et l'injection de la résine de surmoulage (figures 5 et 6). Nous remarquons également une légère décroissance de la qualité de l'adhésion lorsque l'on passe au dessus de 300°C. Ce phénomène s'explique par la nature du polymère utilisé qui n'est plus stable chimiquement au delà de 305°C.

Suite à ces essais en milieu industriel, un banc expérimental a été développé au laboratoire [13] pour mieux maîtriser les paramètres et notamment les champs thermiques et s'assurer d'une vitesse de refroidissement plus importante pour figer la cicatrisation.

#### 4. Conclusion

Dans cette étude nous présentons la modélisation thermique d'un procédé de surmoulage d'inserts en composite thermoplastique sur une presse industrielle. Malgré la complexité des phénomènes physiques et leurs couplages, nous avons démontré la faisabilité de simuler finement les champs de température dans l'insert, que ce soit durant son préchauffage ou bien durant le surmoulage et le refroidissement de l'ensemble insert surmoulé.

Nous avons également mis en évidence l'importance de la température de surface de l'insert avant son surmoulage sur la qualité mécanique de la pièce surmoulé et notamment la nécessité

de surchauffer celui-ci. En effet, durant la fermeture du moule la surface se refroidit de manière importante ce qui diminue d'autant la mobilité des macromolécules de polymères.

L'outil développé constitue une aide à l'optimisation du procédé en déterminant la température minimale que doit avoir l'insert avant surmoulage pour être sûr d'avoir une qualité d'adhésion suffisante pour pouvoir transmettre des efforts mécaniques.

Il conviendra toutefois d'améliorer notre prise en considération de l'arrivée de la résine de surmoulage et de prendre en compte la cinétique de cristallisation du polymère pour encore mieux prédire le champ de température dans la pièce et le moule.

### Références

- [1] A. Yousefpour, M. Hojjati et al., "Fusion bonding/welding of thermoplastic composites", *Journal of Thermoplastic Composite Materials*. 17 (2004) pp.303-341.
- [2] A.P. da Costa, E.C. Botelho et al., "A review of welding technologies for thermoplastic composites in aerospace applications", *Journal of Aerospace Technology and Management*. 4 (2012) pp.255-266.
- [3] F. Yang and R. Pitchumani, "Healing of thermoplastic polymers at an interface under nonisothermal conditions", *Macromolecules*. 35 (2002) pp.3213-3224.
- [4] W.I. Lee and G.S. Springer, "A model of the manufacturing process of thermoplastic matrix composites", *Journal of composite materials*. 21 (1987) pp.1017-1055.
- [5] P.-G. de Gennes, "Reptation of a polymer chain in the presence of fixed obstacles", *Journal of chemical physics*. 55 (1971) pp.572-579.
- [6] Y.H. Kim and R.P. Wool, "A theory of healing at a polymer-polymer interface", *Macromolecules*. 16 (1983) pp.1115-1120.
- [7] C. Ageorges and L. Ye, "State of the Art in Fusion Bonding of Polymer Composites", *Fusion Bonding of Polymer Composites*, Springer, p.7-64, 2002.
- [8] J. Faraj, "Analyse thermocinétique de la cristallisation en milieu confiné d'un composite à base d'une résine thermoplastique (Polyamide 6.6)", *thèse de doctorat*, LTEN - Université de Nantes.
- [9] B. Villatte, "Overmoulding of a thermoplastic composite by a semi-crystalline polymer: characterization of the adhesion", *stage ingénieur Imperial College of London*, LTEN - Université de Nantes, septembre 2015.
- [10] M. Necati Osisik, « Heat transfer – A basic approach », McGRAW-HILL editions.
- [11] C. Alhachach, "Simulation thermique d'un procédé d'adhésion de composite à matrice thermoplastique", *stage ingénieur Polytech Nantes*, LTEN - Université de Nantes.
- [12] S.C. Somé, D. Delaunay, J. Faraj, J-L. Bailleul, N. Boyard, S. Quilliet, "Modeling of the thermal contact resistance time evolution at polymer-mold interface during injection molding: Effect of polymers' solidification.", *Applied Thermal Engineering*, 2015, vol. 84, p 150-157
- [13] A. Harkous, T. Jurkowski, J-L. Bailleul, S. Le Corre, « Influence of the temperature on the composites' fusion bonding quality », *ESAFORM 2017*, Dublin, Irlande, 26-28 avril 2017

### Remerciements

Les auteurs remercient le centre technique industriel de la plasturgie et des composites (IPC) d'Oyonnax pour leur aide précieuse lors de notre campagne d'essais. Nous souhaitons également remercier tous les intervenants du projet STICCPA pour la qualité des échanges. Enfin, nous remercions l'ADEME qui a financé ce projet.



# Thème 11

## Métrologie – Identification

### Contents

---

Une adaptation de la méthode des sollicitations thermiques modulées pour réduire le temps d'inspection d'un matériau et en révéler les défauts . . . . .	520
Résolution de problèmes conducto-radiatif instationnaire en 2D axisymétrique pour l'identification de propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents . . . . .	528
Identification de fonctions de transfert pour un four de brasage sous vide et sa charge . . . . .	536
Développement d'un dispositif expérimental pour l'estimation de propriétés physiques de métaux et d'alliages autour du point de fusion par lévitation aérodynamique . . . . .	544
Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousse céramique SiC par méthode Flash	552
Étude d'une méthode de caractérisation thermique de couches minces par technique opto-électro-thermique sur données synthétiques . . . . .	560
Estimation de la viscosité d'un polymère en écoulement à l'aide d'un modèle réduit . . . . .	568
Mesure et analyse de la résistance d'assemblage de plaques composites . . . . .	576
Mesure de tension de surface de métaux liquides par la méthode de la goutte sessile . . . . .	584
Mesure de thermo-transmittance de matériaux homogènes dans le domaine TéraHertz : application au PVC et au Téflon . . . . .	592
Caractérisation de gouttes surfondues par fluorescence induite par laser - température et fraction de glace . . . . .	600
Caractérisation et comportement thermique de polymères contenant un matériau à changement de phase. . . . .	608
Méthode inverse pour la détermination expérimentale des propriétés thermophysiques des matériaux à changement de phase . . . . .	616
Identification des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire . . . . .	624
Contribution à l'estimation locale d'effusivité thermique par thermographie infrarouge stimulée	632
Impact des mécanismes de transferts de masse et de chaleur lors de la cuisson d'un produit céréalier . . . . .	639

---

# Une adaptation de la méthode des sollicitations thermiques modulées pour réduire le temps d'inspection d'un matériau et en révéler les défauts

Alban VERGNAUD<sup>1</sup>, Laetitia PEREZ<sup>2</sup>, Laurent AUTRIQUE<sup>3\*</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Angevin de Recherche en Ingénierie des Systèmes  
ISTIA, 62 avenue notre dame du lac, 49000 Angers

\* (auteur correspondant : laurent.autrique@univ-angers.fr)

<sup>2</sup>Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes

Polytech'Nantes bat. ISITEM, La Chantrerie, rue Christian Pauc - CS 50609, 44306 Nantes cedex 351

**Résumé** - La thermographie modulée appliquée sur une zone de dimension réduite peut permettre de révéler des défauts dans un matériau. Le principal défaut de cette approche « locale » réside en le temps d'inspection nécessaire à expertiser une grande surface. Celui-ci est bien souvent trop long pour obtenir une cartographie complète du matériau et rend souvent rédhitoire sa mise en œuvre dans un contexte industriel. Dans cette communication nous proposons une approche originale visant à obtenir « rapidement » une cartographie de défauts dans un tuyau en composite à l'aide d'une chauffe locale.

## Nomenclature

### *Symboles grecs*

$\Omega \subset \mathbb{R}^3$	domaine d'étude (cylindre)	$C$	chaleur volumique, $J.m^{-3}.K^{-1}$
$\partial\Omega$	surface du cylindre	$\mathcal{D}(t)$	disque de chauffe
$\partial\Omega_{ext}$	paroi extérieure du cylindre	$f$	fréquence, Hz
$\theta(X, t)$	température, K	$h$	coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$\theta_{amb}$	température ambiante et initiale, K	$M(X)$	amplitude des oscillations, K
$\Phi(X, t)$	flux de chauffe, $W.m^{-2}$	$t$	variable de temps, s
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$X = (x, y, z)$	variable d'espace, m
$\varphi(X)$	déphasage, °		
$\alpha$	diffusivité, $m^2.s^{-1}$		
$\mu$	longueur de diffusion, m		
$\omega$	pulsation du signal périodique, $rad.s^{-1}$		

## 1. Introduction

Les développements de nouveaux matériaux aux propriétés toujours plus spécifiques en condition d'usage nécessitent des procédés de fabrications innovants alliés à des procédures de caractérisation adaptées. Il est en particulier impératif de mettre au point des protocoles si possible non destructifs d'inspection des structures pour déceler d'éventuels défauts.

Dans ce cadre, il est bien connu que l'analyse de la propagation des ondes thermiques générées par une chauffe périodique est riche en enseignement. Elle permet de déterminer des propriétés thermiques du matériau (diffusivité thermique [1] et effusivité thermique [2]) et encore de localiser d'éventuels défauts [3-6]. Récemment, des travaux de recherches adossés à des expérimentations pertinentes ont mis en évidence les avantages que pouvaient apporter une chauffe locale (sur une petite surface) par rapport à une chauffe globale [7]. En effet la chauffe globale périodique permet l'inspection (en réflexion lorsque entrée et sortie sont



réalisées sur la même face de l'échantillon ou en transmission lorsque entrée et sortie sont réalisées de part et d'autre de l'échantillon) d'une large surface (soumise à un flux radiatif) en analysant la propagation de la chaleur dans la profondeur du matériau. La chauffe locale apporte quant à elle une information sur la propagation latérale de ces ondes thermiques et peut permettre de révéler des défauts différents.

Un des principaux défauts de la thermographie modulée locale réside en la durée nécessaire à l'inspection. En effet, la zone chauffée étant réduite, les observations pertinentes sont elles aussi localisées. Cette zone d'intérêt dépend de la longueur de diffusion du matériau inspecté. Ainsi il est nécessaire de réaliser de nombreuses inspections en déplaçant la zone de chauffe et en respectant le délai nécessaire pour atteindre un régime établi puis un retour en condition initiale. Ainsi, si cette méthode peut être intéressante pour détecter certains défauts, elle s'avère difficile à mettre en œuvre sur des procédés industriels pour lesquels les diagnostics doivent être aussi rapides que possible.

Dans ce qui suit, une démarche pour raccourcir le temps d'inspection est proposée. Après avoir rappelé très brièvement le principe de la méthode de recherche de défauts par thermographie modulée locale, l'amélioration proposée sera décrite. La configuration étudiée pour illustrer l'approche est inspirée d'une demande d'un de nos partenaires industriels. Enfin quelques éléments expérimentaux liés à notre banc de diagnostic seront exposés.

## 2. Recherche de défauts par thermographie modulée locale

Les principaux rappels de ce court paragraphe sont développés dans [7]. Soit un matériau noté  $\Omega$ . Considérant l'exemple traité par la suite, on considère que  $\Omega$  est un cylindre de rayon 10cm, de hauteur 1m, et d'épaisseur 3mm. La variable d'espace est notée  $X = (x, y, z) \in \Omega \subset \mathbb{R}^3$  et la variable de temps est  $t \in T$ . La surface du cylindre est notée  $\partial\Omega$  et sa paroi extérieure (correspondant à  $x^2 + y^2 = 0.1^2$ ) est  $\partial\Omega_{ext} \subset \partial\Omega$ . La température initiale est supposée égale à la température ambiante constante  $\theta_{amb}$ . Les évolutions de température  $\theta(X, t)$  à partir de la température initiale quand une partie de la frontière  $\partial\Omega_{ext}$  est soumise à un flux périodique  $\Phi(X, t)$  sont décrites par le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{ll} C \frac{\partial \theta(X, t)}{\partial t} - \lambda \Delta \theta(X, t) = 0 & \forall (X, t) \in \Omega \times T \\ -\lambda \frac{\partial \theta(X, t)}{\partial \vec{n}} = h\theta(X, t) - \Phi(X, t) & \forall (X, t) \in \partial\Omega_{ext} \times T \\ -\lambda \frac{\partial \theta(X, t)}{\partial \vec{n}} = h\theta(X, t) & \forall (X, t) \in (\partial\Omega \setminus \partial\Omega_{ext}) \times T \\ \theta(X, 0) = 0 & \forall X \in \Omega \end{array} \right. \quad (1)$$

où  $C$  est la chaleur volumique [ $\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ ],  $\lambda$  la conductivité thermique [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ],  $\vec{n}$  le vecteur normal unitaire dirigé vers l'extérieur de  $\partial\Omega$  et  $h$  le coefficient de transfert convectif [ $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ]. Passé un état transitoire, l'évolution de la température en chaque point devient périodique et les oscillations sont caractérisées par leur amplitude  $M(X)$  et leur retard (déphasage)  $\varphi(X)$  par rapport à un signal de référence. En général, pour la thermographie modulée locale, le flux de chauffe est appliqué sur une zone fixée de faible dimension (quelques centimètres carrés) mais d'intensité périodique comme par exemple :

$$\Phi(X, t) = \tilde{\Phi}(X) \cos(\omega t) \quad (2)$$

Il est alors possible en introduisant la notion de température complexe  $\tilde{\theta}(X) = M(X) e^{j\varphi(X)}$  [8] de s'affranchir de la dépendance temporelle lors des simulations numériques et le système suivant peut être considéré :

$$\left\{ \begin{array}{ll} j\omega C \tilde{\theta}(X) - \lambda \Delta \tilde{\theta}(X) = 0 & \forall X \in \Omega \\ -\lambda \frac{\partial \tilde{\theta}(X)}{\partial \vec{n}} = h \tilde{\theta}(X) - \tilde{\Phi}(X) & \forall X \in \partial\Omega_{ext} \\ -\lambda \frac{\partial \tilde{\theta}(X)}{\partial \vec{n}} = h(X) & \forall X \in (\partial\Omega \setminus \partial\Omega_{ext}) \end{array} \right. \quad (3)$$

La résolution du système (3) par une méthode numérique basée sur les éléments finis (voir diverses applications en thermique dans [9-11]) permet d'obtenir en tout point  $X \in \Omega$  l'amplitude  $M(X) = |\tilde{\theta}(X)|$  et le déphasage  $\varphi(X) = \arg(\tilde{\theta}(X))$  des oscillations par rapport à l'harmonique fondamentale du flux de chauffe périodique. En comparant les cartographies de module ou de déphasage d'un matériau sain (sans défaut) avec celles d'un matériau avec défaut, les différences occasionnées par une modification de la propagation de l'onde thermique à proximité du défaut révéleront sa position. Pour obtenir de telles cartographies sur des domaines beaucoup plus grands que la tache de chauffe elle-même, il est nécessaire de définir la dimension de la zone d'intérêt qui est affectée thermiquement par la chauffe périodique. Pour ce faire, il est usuel de se référer à la notion de longueur de diffusion en m définie comme suit :

$$\mu = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi f}} \quad (4)$$

où  $\alpha = \frac{\lambda}{C}$  est la diffusivité thermique en  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  et  $f$  est la fréquence en [Hz]. Il est usuel de considérer que les températures mesurées à une distance supérieure à trois longueurs de diffusion de la chauffe ne sont plus exploitables (les amplitudes des oscillations étant trop faibles pour être dissociées du bruit).

Ainsi, si on considère l'exemple suivant, où le cylindre  $\Omega$  ( $C = 1.5 \times 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ ;  $\lambda = 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ;  $\alpha = 0.67 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) est chauffé par une source uniforme de rayon 1cm avec une fréquence de 5mHz alors la zone d'intérêt est un cercle d'environ 3cm de rayon. Pour pouvoir construire la cartographie des défauts dans le tube de rayon 10cm il semble raisonnable de faire au moins 14 essais pour couvrir un périmètre (découpé en 14 secteurs) et la hauteur de l'échantillon étant de 1m, il faudrait examiner 23 « tranches ». Cela conduit donc à  $23 \times 14 = 322$  expérimentations (voir figures 1 et 2). Pour chacune, on place la source chauffante à l'endroit prévu, on chauffe suffisamment longtemps pour atteindre le régime établi (5 périodes), on réalise les observations à l'aide d'une caméra thermique pendant au moins 10 périodes sur la zone d'intérêt, on arrête la chauffe et on se déplace sur un point suffisamment loin pour considérer que les conditions initiales sont identiques. A la fréquence de 5mHz (période de 200 secondes) chaque expérimentation doit durer environ  $200 \times 15 = 3000$  secondes. Pour effectuer les 322 expérimentations il faudrait donc plus de 11 jours. Bien évidemment, la fréquence dépend de la nature de l'échantillon et

modifie le temps nécessaire à l'obtention du régime établi. A noter qu'il est difficile d'augmenter le rayon de la zone d'intérêt dans l'objectif de diminuer le nombre d'expérimentations. En effet, il serait nécessaire soit d'augmenter la taille de la zone de chauffe soit d'augmenter la longueur de diffusion. Dans le premier cas, cela diminue l'intérêt de la chauffe locale et s'apparente à la méthode globale pour laquelle tout l'échantillon est chauffé. Dans le second cas, cela revient à diminuer la fréquence et donc à augmenter la période (pour doubler la longueur de diffusion, il faut multiplier la période de l'excitation périodique par 4) et cela rallonge la durée des expérimentations.

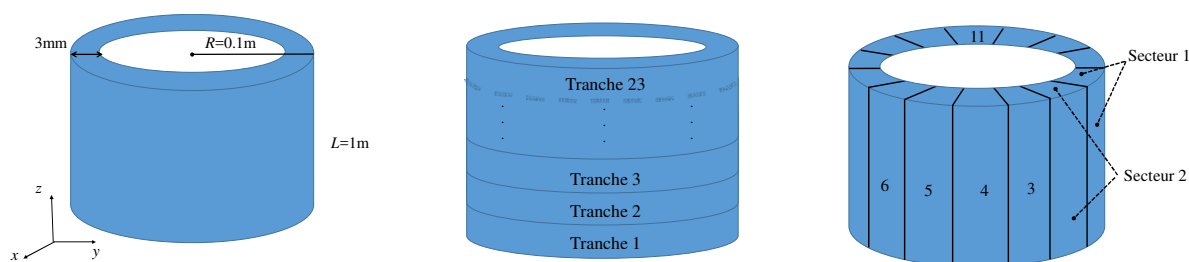


Figure 1 : le domaine d'étude

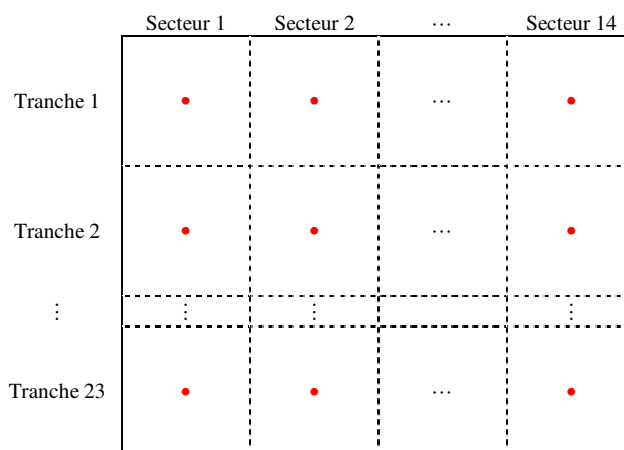


Figure 2 : Projection de la surface du cylindre, zones d'intérêt et positions de la source

### 3. Amélioration de la méthode pour réduire le temps d'inspection

Afin de réduire la durée de l'inspection, la chauffe périodique n'est plus assurée de la manière décrite dans (2) mais de la manière suivante :

$$\Phi(X, t) = \tilde{\Phi}_0 \Big|_{X \in \mathcal{W}(t)} \quad (5)$$

où  $\mathcal{W}(t) \in \partial\Omega_{ext}$  est le sous domaine sur lequel on applique le flux de chauffe constant. Ce sous domaine se déplace périodiquement de manière à chauffer chaque zone. Considérant par exemple un disque de chauffe de rayon 1cm, deux stratégies peuvent être proposées :

- Stratégie 1 : déplacement circulaire dans le plan horizontal. Sur chacune des 23 tranches d'étude,  $\mathcal{W}(t)$  effectue 15 tours. Cela permet de ne pas réaliser les 14 essais par secteur car c'est la rotation de la source qui assure à la fois la périodicité de l'excitation et l'inspection complète d'une tranche horizontale.

- Stratégie 2 : déplacement vertical. Chacun des 14 secteurs est balayé verticalement 15 fois de bas en haut par  $\mathcal{D}(t)$ . Cela permet de ne pas réaliser les 23 essais par secteur : la translation de la source assure la périodicité de l'excitation et l'inspection complète d'un secteur vertical. Les équations des déplacements du centre du disque de chauffe sont les suivantes :

*Position du centre I du disque de chauffe en déplacement périodique à la fréquence  $f$ . Le tube est de longueur  $L=1m$  et de rayon  $R=0.1m$ .*

	$x_I(t)$	$y_I(t)$	$z_I(t)$
Stratégie 1	$x_I(t) = R \cos(2\pi f t)$	$y_I(t) = R \sin(2\pi f t)$	$z_I(t)$ est constant sur une tranche. A l'issue des 15 tours réalisés sur une tranche, $z_I(t)$ est modifié pour explorer une nouvelle tranche.
Stratégie 2	$r_I = \sqrt{x_I^2 + y_I^2}$ est constant pendant 15 translations. A l'issue des 15 balayages verticaux, le rayon $r_I$ est modifié pour explorer un nouveau secteur.		A chaque période la source recommence sa translation $z_I(t) = L f t$ de bas en haut.

Tableau 1 : Les stratégies de déplacement de la source chauffante

#### 4. Illustrations par l'exemple

Pour la stratégie 1, chacune des 23 tranches est chauffée par une source (disque de 1cm de rayon) qui effectue 15 tours (200 s par tour). Chaque point est ainsi affecté de manière périodique (voir figure 3 pour une illustration) correspondant à l'exemple cité précédemment.

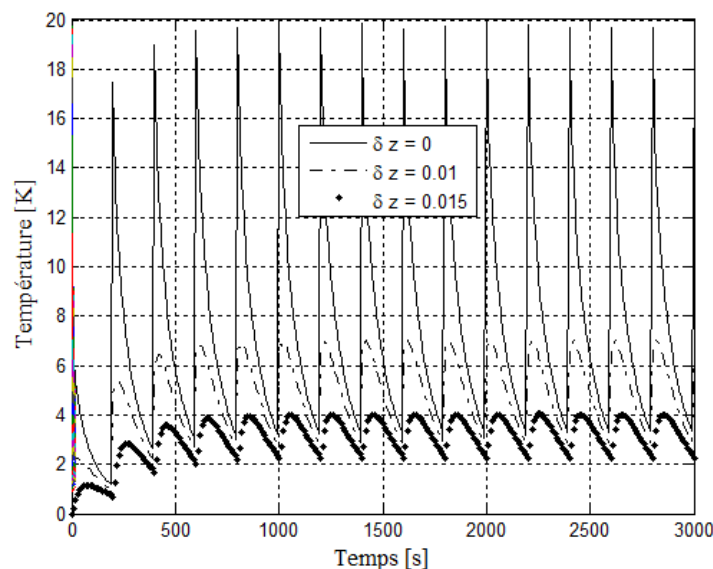


Figure 3 : Thermogrammes résultant de l'inspection d'un périmètre (15 tours) pour 3 points fixes situés à différentes distances  $\delta z$  (m) du centre de la trajectoire

La figure précédente met en évidence les amplitudes et les déphasages qui dépendent de la distance au centre de la trajectoire circulaire du disque de chauffe. Bien évidemment, plus un

point est éloigné de la trajectoire, plus le déphasage est grand et plus l'amplitude est faible. Les cartographies de modules et de déphasages sont montrées sur la figure 4.

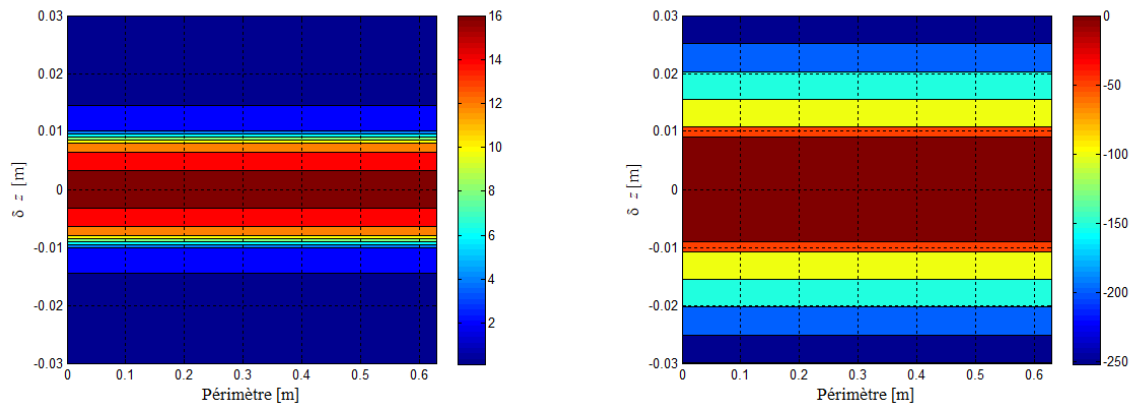


Figure 4 : Distributions des modules (en K, à gauche) et des déphasages (en °, à droite)

La présence d'un défaut dans le tube affecte la propagation des ondes thermiques générées par le passage successif de la source chauffante (disque en rotation autour du tube). Ainsi, les distributions (modules et déphasages) montrées sur la figure 4 sont modifiées. Les contrastes (différences entre les distributions obtenues avec un matériau sain et celles obtenues avec un matériau comprenant un ou des défauts) permettent de révéler la présence du défaut. Sur la figure suivante est montré l'effet de la présence d'une bulle d'air circulaire de rayon 7.5mm, d'épaisseur 1mm (au sein du matériau) et dont le centre est situé à 1.5cm de la trajectoire de la source dans un cylindre de conductivité thermique égale à  $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et de chaleur volumique  $1,5 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ .

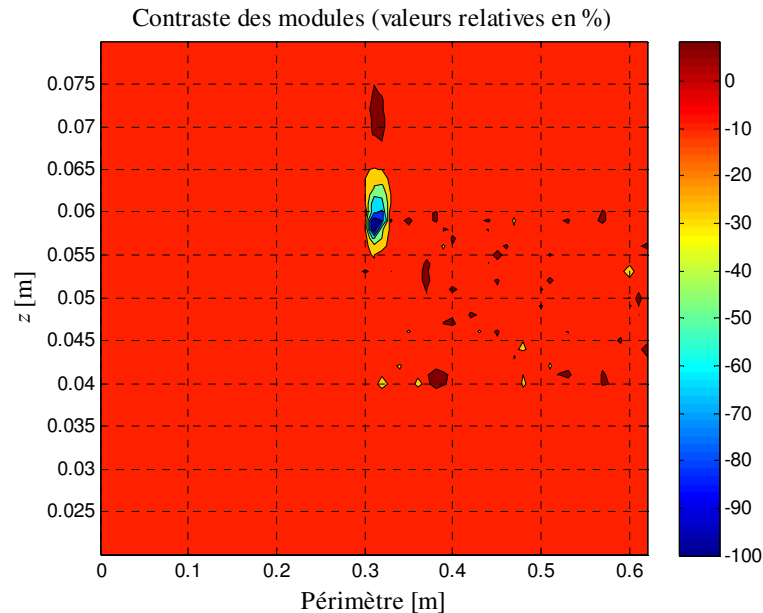


Figure 5 : Distributions des contrastes des modules (en K)

La figure précédente montre qu'il est possible de localiser le défaut après quelques rotations en considérant par exemple les contrastes obtenus en comparant les modules des oscillations relevés sur diverses tranches.

## 5. Quelques aspects expérimentaux

Afin de répondre aux besoins de notre partenaire industriel qui souhaite détecter d'éventuels défauts dans un tube en fibre de verre de 10cm de diamètre, 1 mètre de long et 3 mm d'épaisseur nous avons mis en œuvre une chauffe assurée par une ampoule halogène associée à un kaléidoscope pour homogénéiser la distribution spatiale du flux sur la paroi externe du tube. L'ampoule est alimentée en continu et fournit un flux de chauffe constant. Le tube est animé soit d'un mouvement rotatif (stratégie 1) alors que le dispositif de chauffe peut être mis en translation selon l'axe du tube (stratégie 2). Ainsi chaque point de la surface est chauffé de manière périodique. Il est alors possible de reconstruire la cartographie des modules (amplitude des oscillations) et des déphasages (retard par rapport à une référence). La caméra infrarouge utilisée lors des mesures est équipée d'un capteur matriciel de réponse à plan focal composé de 320x256 pixels (détecteurs quantiques InSb) dont la sensibilité spectrale se situe dans l'infrarouge moyen 2,5-5  $\mu\text{m}$ . La sensibilité thermique (NETD à 25°C) est généralement donnée à 20 mK. Le bruit de la caméra a été mesuré devant un corps noir plan porté à 100°C. Cette étape cruciale doit être réalisée avec le plus grand soin car elle permet de déterminer le seuil de détection des défauts. L'enregistrement réalisé est celui d'un signal stationnaire correspondant à l'évolution d'un pixel de la caméra infrarouge au cours du temps. Le bruit ainsi caractérisé est blanc de moyenne 100,1°C et d'écart-type 0.078°C.

Pour la stratégie 1, une platine URB100CC (plateau tournant motorisé à courant continu avec codeur rotatif) et un contrôleur XPS-RL2 de chez Micro Contrôle Newport sont utilisés (voir figure 6). Le tube est mis en rotation avec une vitesse contrôlée précisément (la précision d'angle est inférieure 0.01°). La vitesse angulaire maximale est de 2 tours par secondes aussi notre expérimentation est bien en deçà des capacités techniques de la platine (une fréquence de rotation de 5 mHz correspond à des vitesses de rotation 400 fois plus faibles).

Pour la stratégie 2, un banc de translation IMS300PP (platine commandée par un moteur pas à pas) et un contrôleur ESP301 de chez Micro Contrôle Newport sont utilisés (voir figure 6). La source chauffante se déplace de bas en haut avec une vitesse contrôlée précisément (la précision sur la position est de l'ordre de 5 $\mu\text{m}$ ). La vitesse maximale est de 10cm par secondes aussi notre expérimentation est bien en deçà des capacités techniques de la platine (une fréquence de balayage vertical de 5 mHz correspond à des vitesses de translation 20 fois plus faibles).

*Platine de rotation URB100CC*



*Platine de translation IMS300PP*



Figure 6 : Les platines utilisées

## 6. Bilan et perspectives

Dans cette communication, une problématique de contrôle non destructif a été considérée. Il s'agissait en se basant sur les nombreux atouts de la thermographie active modulée de révéler la position d'un éventuel défaut. L'approche locale (observation de la propagation

latérale des ondes thermiques) est riche en enseignement mais implique des expérimentations longues. Pour pallier ce problème souvent rédhibitoire en milieu industriel, une modification a été proposée. Il ne s'agit plus d'avoir une petite source fixe dont le flux évolue périodiquement en temps mais d'utiliser une petite source mobile (dont le flux est constant). C'est alors la trajectoire de la source qui est choisie de manière à venir solliciter périodiquement les points d'inspection. Il a été montré la faisabilité de cette approche ainsi que la réduction du temps expérimental qu'elle apportait.

En perspectives, il s'agit, bien évidemment, d'effectuer des tests sur de nombreux matériaux différents (assemblages, composites fibreux, ...) de manière à étendre le domaine de validité de l'approche proposée. De plus, une optimisation de la trajectoire (périodique) est aussi à l'étude afin de continuer à réduire la durée de l'inspection.

## Références

- [1] L. Perez, L. Autrique, Feasibility study and optimal design of an experimental bench for identification of liquids thermal diffusivity, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 61, n°10 (2012), pp. 2739-2748.
- [2] J.C. Krapez, Mesure de l'effusivité thermique - Méthodes photothermiques *Techniques de l'Ingénieur*, R2959, septembre 2006.
- [3] J.C. Candore, G. Szatanik, J.L. Bodnar, V. Detalle, P. Grossel, Infra-red photothermal thermography: A tool of assistance for the restoration of murals paintings ? in CD, *8th International conference on quantitative infrared thermography*, Padova, Italie, 27-30 June 2006.
- [4] M. Ishikawa, H. Hattal, Y. Habuka, S. Jinnai, S. Utsunomiya, K. Goto, Pulse-phase thermographic non-destructive testing for CRFP specimen, in *14th European conference on composite materials*, Budapest, Hungary, 7-10 June 2010.
- [5] T. Sakagami, Y. Izumi, N. Mori, S. Kubo, Development of self-reference lock-in thermography and its application to remote non-destructive inspection of fatigue cracks in steel bridges, In: *10th International conference on quantitative infrared thermography*, Québec, Canada, 27-30 July 2010.
- [6] S.A. Grammatiko, E.Z. Kordatos, N.M. Barkoula, T. Matikas, A. Paipetis, Innovative non-destructive evaluation and damage characterization of composite aerostructures, in *14th European conference on composite materials*, Budapest, Hungary, 7-10 June 2010.
- [7] B. Lascoup, L. Perez, L. Autrique, Defect localization based on modulated photothermal local approach, *Composites Part B engineering*, Vol. 65, n°1 (2014), pp 109-116.
- [8] J. Martinet, *Eléments de thermocinétique*, Tec&Doc, Lavoisier (1989).
- [9] L. Autrique, J.J. Serra, On the implementation of a finite element method for parameter identification, in CD, *LUX-FEM (Conference on Finite Element)*, Luxembourg, 13-14 novembre 2003.
- [10] S. Beddiaf, L. Perez, L. Autrique, J.C. Jolly, Simultaneous determination of time-varying strength of the heat flux and location of a fixed source in a three-dimensional domain, *Inverse Problems in Science and Engineering*, Vol. 22, n° 1-2 (2013), pp. 166-183.
- [11] S. Beddiaf, L. Perez, L. Autrique, J.C. Jolly, Parametric identification of a heating mobile source in a three dimensional geometry, *Inverse Problems in Science and Engineering*, Vol. 23, n°1 (2014), pp 93-111.

# Résolution de problèmes conducto-radiatifs instationnaires en 2D axisymétrique pour l'identification de propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents

Yang LIU<sup>1,2\*</sup>, Yann BILLAUD<sup>2</sup>, Didier SAURY<sup>2</sup>, Denis LEMONNIER<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Civil Aviation University of China  
2898, rue Jin Bei – Tianjin, Chine

<sup>2</sup>Institut Pprime UPR CNRS 3346 – CNRS / ENSMA / Université de Poitiers  
1 avenue Clément Ader – 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex

\*(auteur correspondant : [yang.liu@ensma.fr](mailto:yang.liu@ensma.fr))

**Résumé** - L'objectif global de ce travail est de développer des méthodes et des outils destinés à la caractérisation des propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents, notamment ceux rencontrés dans le secteur aéronautique. La présente étude concerne le développement d'un modèle de simulation directe prenant en compte le couplage des transferts conductifs et radiatifs dans une configuration 2D axisymétrique. Les transferts radiatifs sont traités par l'approximation P1 et les transferts conductifs ainsi que le bilan d'énergie instationnaire sont résolus avec la méthode des volumes finis. Dans un premier temps, des calculs en 1D sont réalisés afin de démontrer la faisabilité, la robustesse ainsi que les limitations de la stratégie de couplage. Une extension en 2D axisymétrique est ensuite réalisée afin de se rapprocher d'une expérimentation réelle de type « méthode flash ».

## Nomenclature

$Bi_r$	nombre de Biot suivant $r$	$S_w$	surface ouest, $m^2$
$Bi_z$	nombre de Biot suivant $z$	$T$	température, K
$d$	raison de suite géométrique	$T_{ini}$	température initiale, K
$G$	rayonnement incident, $W.m^{-2}$	$T_\infty$	température de l'air ambiante, K
$h$	coefficient de convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$t_{CPU}$	temps de calcul, s
$h_e$	rayon-hauteur rapport	$t_p$	temps du flux imposé, s
$H$	hauteur du cylindre, m	$t_s$	temps de simulation, s
$L^0$	intensité du rayonnement, $W.m^{-2}$	<i>Symboles grecs</i>	
$n$	indice de réfraction	$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$N_{cr}$	conduction-rayonnement paramètre	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$N_c$	nombre d'itération temporelle critique	$\kappa$	coefficient d'absorption, $m^{-1}$
$N_r$	nombre des nœuds suivant $r$	$\rho C_p$	capacité thermique volumique, $J.m^{-3}.K^{-1}$
$N_z$	nombre des nœuds suivant $z$	$\sigma$	constant de Stefan-Boltzmann
$N_t$	nombre des nœuds temporels	$\tau$	épaisseur optique
$q''_0$	intensité du flux imposé, $W.m^{-2}$	$\Delta r$	pas spatial suivant $r$ , m
$q_r$	intensité du flux radiatif, $W.m^{-2}$	$\Delta t$	pas temporel, s
$R$	rayon du cylindre, m	$\Delta z$	pas spatial suivant $z$ , m
$r_{laser}$	rayon du laser, m	$\Delta V$	volume contrôlé, $m^3$
$S_n$	surface nord, $m^2$	<i>Indices et exposants</i>	
$S_s$	surface sud, $m^2$	'	grandeur adimensionnelle
$S_e$	surface est, $m^2$	$n$	instant $n$



## 1. Introduction

Le comportement thermique des matériaux semi-transparents a donné lieu à de nombreuses études en raison de la présence relativement importante de ce type de matériaux dans les secteurs industriels et celui des transports. Parmi les différentes applications, on peut citer le revêtement calorifuge de certaines pièces métalliques présents dans les moteurs d'avion [1], les vitres de cockpit ou les pare-brise, les matériaux composites utilisés pour la construction d'avions... [2]. Le transfert de chaleur dans les matériaux semi-transparents est décrit par la combinaison de l'équation d'énergie et de l'équation de transfert radiatif, habituellement résolues par des méthodes numériques en raison de la complexité du problème. La résolution numérique de l'équation de transfert radiatif peut être divisée en deux catégories [3]. D'une part, les méthodes consistant à considérer les directions de propagation du rayonnement et d'autre part, les méthodes basées sur la discrétisation globale de l'équation de transfert radiatif sous forme différentielle. Pour les problèmes de transfert de chaleur couplés (par exemple, rayonnement-convection, rayonnement-conduction), la résolution numérique est toujours basée sur un processus itératif [4].

La présente étude concerne le développement d'un modèle de simulation prenant en compte le couplage des transferts conductif et radiatif dans une configuration 2D axisymétrique. Les transferts radiatifs sont traités par la méthode P1 (particulièrement adaptée aux milieux optiquement épais) [5]. La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre le système d'équations couplées.

## 2. Modèle physique et formulation mathématique

Nous considérons un cylindre fini, gris, homogène, isotrope, absorbant, émettant et non diffusant avec des surfaces noires, initialement à l'équilibre thermique avec l'environnement. La convection entre les surfaces du cylindre et l'air ambiant est considérée. A l'instant  $t=0$ , un flux de chaleur localisé est imposé sur la face avant ( $z=0$ ) pendant une durée  $t_p$ . En outre, le transfert de chaleur dans le milieu est supposé axisymétrique et bidimensionnel. Le problème physique traité peut être décrit par un ensemble d'équations aux dérivées partielles qui prédisent l'évolution de la température et du rayonnement incident dans l'espace et dans le temps. L'équation de la chaleur et l'équation de transfert radiatif (ETR) obtenue dans le cadre de l'approximation P1 [5] s'écrivent :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \overrightarrow{\text{grad}}T) - \text{div}\overrightarrow{q}_r \quad (1)$$

$$0 = \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}}G) - 3\kappa^2(G - 4n^2\sigma T^4) \quad (2)$$

La méthode P1 [5] permet également d'établir une relation entre le rayonnement incident et la température.

$$-\text{div}\overrightarrow{q}_r = \kappa \cdot [G - 4\pi L^0(T)] = -\text{div} \left( -\frac{1}{3\kappa} \overrightarrow{\text{grad}}G \right) \quad (3)$$

Les conditions initiales et les conditions aux limites sont données par:

$$\forall (r, z), t = 0: T(r, z) = T_{ini} \quad (4)$$

$\forall r, z = 0$  et  $z = H$  (faces avant et arrière) :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial z} = \begin{cases} q_0''(r) - h(T - T_\infty), & 0 < t < t_p \\ -h(T - T_\infty) & t > t_p \end{cases} \\ -\frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial z} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial z} = h(T - T_\infty) \\ \frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial z} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{array} \right. \quad (5)$$

Où  $q_0''(r) = q_0''$ , si  $r < r_{laser}$  et  $q_0''(r) = 0$ , si  $r \geq r_{laser}$

$\forall z, r = 0$  et  $r = R$  (axe et face latérale) :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial r} = 0 \\ -\frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial r} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial r} = h(T - T_\infty) \\ \frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial r} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{array} \right. \quad (6)$$

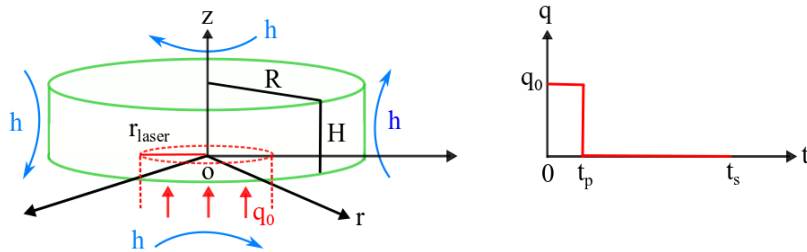


Figure 1 : Modèle physique et conditions aux limites

### 3. Méthode de résolution

Dans cette partie, une procédure de résolution itérative de l'équation d'énergie et de l'équation de transfert radiatif (ETR) couplées est construite en utilisant la méthode des volumes finis [6]. Comme illustré dans la figure 2, une tranche de cylindre est sélectionnée comme domaine d'étude et divisée en différents volumes de contrôle.

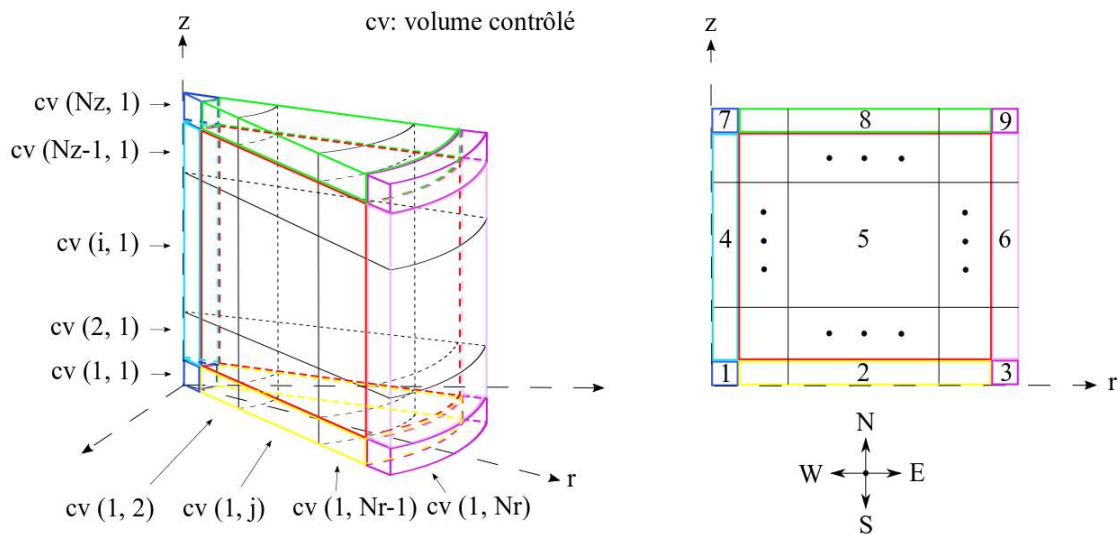


Figure 2 : Distribution des volumes de contrôle constitutifs d'un secteur angulaire de cylindre

En appliquant le théorème de Green-Ostrogradski, l'intégration temporelle de l'équation d'énergie dans un volume de contrôle  $\Delta V$  peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 & \rho C_p (T_P^{n+1} - T_P^n) \cdot \Delta V \\
 &= \int_t^{t+\Delta t} \left( \lambda \cdot \left[ \frac{T_N - T_P}{\Delta Z} - \frac{T_P - T_S}{\Delta Z} \right] \cdot S_n \right) dt \\
 &+ \int_t^{t+\Delta t} \left( \lambda \cdot \left[ \frac{T_E - T_P}{\Delta r} \cdot S_e - \frac{T_P - T_W}{\Delta r} \cdot S_w \right] \right) dt \\
 &+ \int_t^{t+\Delta t} \left( \frac{1}{3\kappa} \cdot \left[ \frac{G_N - G_P}{\Delta Z} - \frac{G_P - G_S}{\Delta Z} \right] \cdot S_n \right) dt \\
 &+ \int_t^{t+\Delta t} \left( \frac{1}{3\kappa} \cdot \left[ \frac{G_E - G_P}{\Delta r} \cdot S_e - \frac{G_P - G_W}{\Delta r} \cdot S_w \right] \right) dt
 \end{aligned} \tag{7}$$

Dans l'équation (7), un schéma centré d'ordre 2 est utilisé pour approximer la dérivée seconde spatiale de la température (flux conductif) et du rayonnement incident (luminance).

Une dérivée temporelle implicite d'ordre 1 est utilisée pour estimer l'évolution de la température. L'équation (7) devient ainsi :

$$\begin{aligned}
 \rho C_p (T_P^{n+1} - T_P^n) \cdot \Delta V &= \frac{\lambda \cdot S_n \cdot \Delta t}{\Delta Z} \cdot [(T_N^{n+1} - T_P^{n+1}) - (T_P^{n+1} - T_S^{n+1})] \\
 &+ \frac{\lambda \cdot \Delta t}{\Delta r} \cdot [(T_E^{n+1} - T_P^{n+1}) \cdot S_e - (T_P^{n+1} - T_W^{n+1}) \cdot S_w] \\
 &+ \frac{S_n \cdot \Delta t}{3\kappa \cdot \Delta Z} \cdot [(G_N^{n+1} - G_P^{n+1}) - (G_P^{n+1} - G_S^{n+1})] \\
 &+ \frac{\Delta t}{3\kappa \cdot \Delta r} \cdot [(G_E^{n+1} - G_P^{n+1}) \cdot S_e - (G_P^{n+1} - G_W^{n+1}) \cdot S_w]
 \end{aligned} \tag{8}$$

La résolution itérative du couplage de l'équation d'énergie et de l'ETR est réalisée en deux étapes successives :

- (i) résoudre la partie conductive en supposant que le rayonnement incident est connu (e.g.  $G_p^{n+1} = G_p^n$ ),
- (ii) résoudre la partie radiative en utilisant les résultats obtenus dans la partie conductive ( $T_p^{n+1}$ ). Pour chaque étape, la résolution est effectuée par balayage d'« ouest » en « est » (i.e. dans le sens des  $j$  positifs) et du « sud » vers le « nord » (i.e. dans le sens des  $i$  positifs).

Pour des raisons de stabilité numérique et de commodité d'analyse, les paramètres adimensionnels suivants ont été introduits :

$$\begin{aligned}
 z' &= \frac{z}{H}, \quad r' = \frac{r}{R}, \quad t' = \frac{\alpha t}{H^2}, \quad T' = \frac{T}{T_{ini}}, \quad G' = \frac{G}{4n^2 \sigma T_{ini}^4}, \quad q'_0 = \frac{q''_0 \cdot H}{\lambda \cdot T_{ini}}, \quad h_e = \frac{R}{H}, \\
 Bi_r &= \frac{h \cdot R}{\lambda}, \quad Bi_z = \frac{h \cdot H}{\lambda}, \quad \tau = \lambda \cdot H, \quad N_{cr} = \frac{\lambda \cdot \kappa}{4n^2 \sigma T_{ini}^3}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Considérons un volume de contrôle arbitraire  $(i, j)$  appartenant à la zone 5 (sous-domaine intérieur, voir figure 2), le système suivant peut être obtenu à partir de l'équation (8) :

$$a_P \cdot T_P^{m+1} = a_N \cdot T_N^{m+1} + a_S \cdot T_S^{m+1} + a_E \cdot T_E^{m+1} + a_W \cdot T_W^{m+1} + b \quad (10)$$

Avec,

$$a_N = \frac{j-1}{(\Delta z')^2}, \quad a_S = \frac{j-1}{(\Delta z')^2}, \quad a_E = \frac{j-\frac{1}{2}}{h_e^2 \cdot (\Delta r')^2}, \quad a_W = \frac{j-\frac{3}{2}}{h_e^2 \cdot (\Delta r')^2}, \quad a_P^0 = \frac{j-1}{\Delta t'} \quad (11)$$

$$a_P = a_N + a_S + a_E + a_W + a_P^0 \quad (12)$$

$$b = a_P^0 \cdot T_P^m + \frac{j-1}{3N_{cr}} \cdot \frac{G_N^m - 2G_P^m + G_S^m}{(\Delta z')^2} + \frac{j-\frac{1}{2}}{3N_{cr}} \cdot \frac{G_E^m - G_P^m}{h_e^2 \cdot (\Delta r')^2} - \frac{j-\frac{3}{2}}{3N_{cr}} \cdot \frac{G_P^m - G_W^m}{h_e^2 \cdot (\Delta r')^2} \quad (13)$$

Le caractère semi-implicite provient du fait que l'on suppose  $T_N^{m+1} = T_N^m$  et  $T_S^{m+1} = T_S^m$ . Ainsi, l'équation (10) s'exprime selon le système tridiagonal ci-dessous :

$$-a_E \cdot T_E^{m+1} + a_P \cdot T_P^{m+1} - a_W \cdot T_W^{m+1} = a_N \cdot T_N^m + a_S \cdot T_S^m + b \quad (14)$$

Le système d'équation ainsi traité est résolu en utilisant l'algorithme de Thomas. Dans la partie conductive, le critère de convergence, pour chaque itération temporelle, est  $\max |T'^{new} - T'^{old}| < 10^{-4}$ , où  $T'^{new}$  et  $T'^{old}$  représentent respectivement les résultats de deux calculs consécutifs au cours de la même itération temporelle. La résolution pour les autres zones du domaine (impliquant des conditions aux limites), ainsi que la résolution de la partie radiative, suit une procédure similaire.

## 4. Validation des résultats

En se basant sur le modèle physique et les méthodes mentionnées ci-dessus, un code de calcul destiné à la résolution numérique des équations de transfert conducto-radiatif instationnaire est développé en langage C. Etant donné qu'il n'existe pas, à notre connaissance, de résultats de référence pour la configuration 2D-axisymétrique, la validation de ce modèle est effectuée en utilisant des données de référence 1D [7] - [8] sur un cas « dégénéré » quasi-1D.

### 4.1. Flux imposé de type créneau

Dans ce cas, le rapport entre le rayon  $R$  et la hauteur  $H$  est fixé à  $h_e=5$  afin de s'approcher au maximum d'une situation 1D, tout en préservant un nombre et un rapport de taille de mailles raisonnable. La convection entre les parois (avant (c. à d.  $z = 0$ ), arrière (c. à d.  $z = H$ )) et l'air ambiant est considérée et l'intégralité de la face avant est soumise à un flux constant pendant une durée de 1 seconde.

La figure 3 présente une comparaison entre les données de référence et celles obtenues par notre modèle 2D axisymétrique en face avant de l'échantillon. Les résultats montrent le bon accord entre le cas 2D axisymétrique « dégénéré » et le modèle 1D.

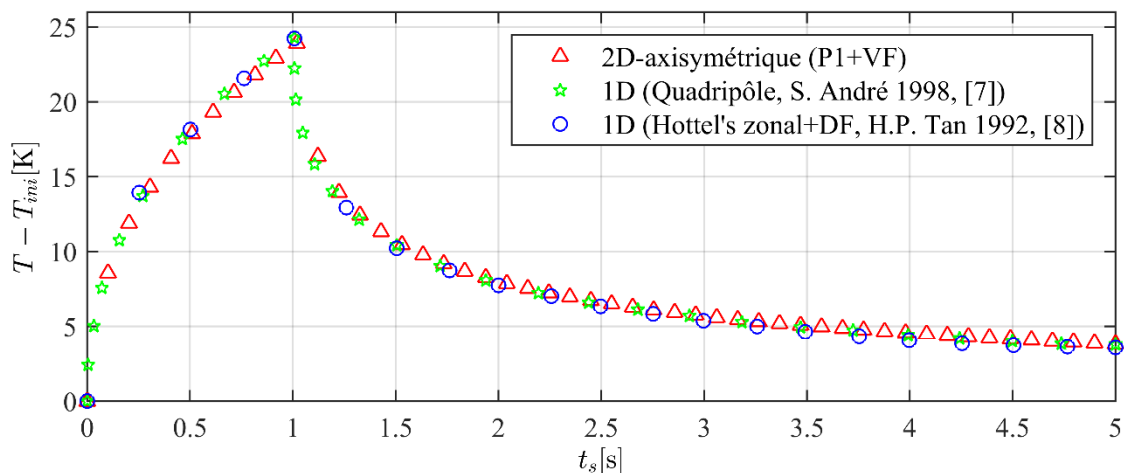


Figure 3 : Evolution temporelle de l'augmentation de température en face avant dans le cas où  $N_z=51$ ,  $N_r=51$ ,  $N_t=50000$ ,  $n=1.5$ ,  $\lambda=1.5W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$ ,  $\rho C_p=2.2e6J\cdot m^{-3}\cdot K^{-1}$ ,  $\kappa=512m^{-1}$ ,  $T_{ini}=1000K$ ,  $q_0=50000J\cdot m^{-2}$ ,  $R=0.05m$ ,  $H=0.01m$ ,  $t_s=5s$ ,  $t_p=1s$ ,  $Bi_r=0$ ,  $Bi_z=1.51$ .

#### 4.2. Flux imposé de type « Dirac »

La comparaison porte cette fois-ci sur l'évolution de l'augmentation de la température en face arrière, ce qui constitue un critère de comparaison plus contraignant que précédemment. De plus, l'excitation est quasiment impulsionnelle ( $t_p = 0.001s$ ), nécessitant l'utilisation d'un pas de temps de  $10^{-6}s$  (comparé à  $10^{-4}s$  dans le cas impliquant une excitation de type créneau). Cette excitation implique une nouvelle fois l'ensemble de la face avant, et, contrairement au cas précédant aucune convection n'est considérée. Comme discuté plus haut, l'observation se faisant au niveau de la face arrière, le caractère monodimensionnel est plus prononcé, nous imposant un rapport rayon sur hauteur  $h_e=10$ .

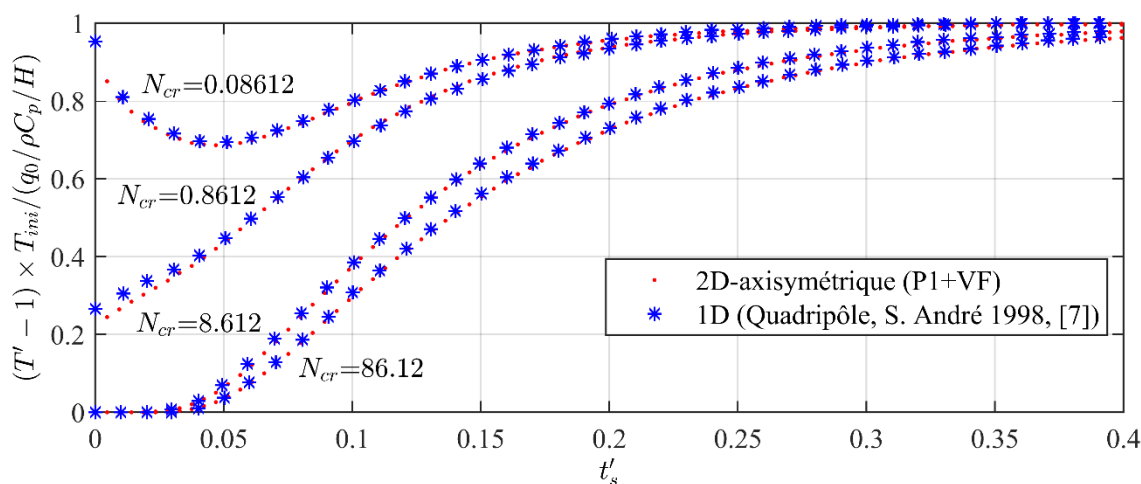


Figure 4 : Evolution temporelle de l'augmentation de température en face arrière dans le cas où  $N_z=51$ ,  $N_r=201$ ,  $N_t=80000000$ ,  $n=1.0$ ,  $\lambda=1.0W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$ ,  $\rho C_p=2.15e6J\cdot m^{-3}\cdot K^{-1}$ ,  $\kappa=10, 100, 1000, 10000m^{-1}$ ,  $T_{ini}=800K$ ,  $q_0=8600J\cdot m^{-2}$ ,  $R=0.1m$ ,  $H=0.01m$ ,  $t_s=80s$ ,  $t_p=0.001s$ ,  $Bi_r=Bi_z=0$ .

La figure 4 représente une série de comparaisons entre les données de référence et celles issues du présent modèle. Le modèle est testé pour différentes combinaisons de paramètres

représentatifs de l'importance relative du rayonnement vis-à-vis de la conduction ( $N_{cr} = 0.08612 ; 0.8612 ; 8.612$  et  $86.12$ ). Les résultats montrent une nouvelle fois, le bon accord entre le cas 2D axisymétrique « dégénéré » et le modèle 1D.

## 5. Maillage temporel variable

Compte tenu des résultats précédents, et particulièrement dans le cas où un flux de type « Dirac » est imposé, une version du code dans laquelle le pas de temps est variable a été développé. Etant donné la durée d'excitation de l'échantillon ( $10^{-3}s$ ), le pas de temps doit être choisi en conséquent. Une étude préalable a montré qu'une valeur du pas de temps  $\Delta t = 10^{-6}s$  était optimale (en termes de précision/temps de calculs) pour décrire les phénomènes durant cette phase où les gradients (de température et de luminance) peuvent être localement très importants. Un maillage temporel fin augmente la précision des calculs, mais peut engendrer des temps de calcul prohibitifs. On constate alors qu'au-delà d'un certain temps après la phase d'excitation, le matériau se « relaxe » (i.e. la quantité d'énergie injectée dans le système se distribue), en raison d'une homogénéisation de la température et de la luminance qui conduit le système vers un régime stationnaire. Durant cette phase, les gradients tendent à diminuer. Une valeur faible du pas de temps n'est alors plus pertinente. Par conséquent, une stratégie basée sur un maillage temporel avec un pas de temps variable est proposé ici,

$$\Delta t(n) = \begin{cases} \Delta t_1, & 1 \leq n \leq N_c \\ \Delta t_1 \cdot d^{n-N_c}, & N_c < n \leq N_t \end{cases} \quad (15)$$

Où  $N_c$  est le nombre d'itération temporelle critique supérieur au-delà duquel le pas de temps augmente,  $d$  est la raison de suite géométrique qui peut être calculée par les équations suivantes en supposant la valeur du premier ( $\Delta t_1$ ) et du dernier ( $\Delta t_2$ ) pas de temps, la durée de simulation ( $t_s$ ) et  $N_c$  fixés:

$$\begin{cases} \Delta t_2 = \Delta t_1 \cdot d^{N_t - N_c} \\ t_s - \Delta t_1 \cdot (N_c - 1) = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2 \cdot d}{1 - d} \end{cases} \quad (16)$$

Le tableau 1 présente une comparaison en terme de temps de calcul,  $t_{CPU}$ , entre une version du code à pas de temps constant et une version du code à pas de temps variable, pour différentes valeurs des paramètres  $\Delta t_2$  et  $N_c$ . La configuration correspond à celle du cas précédent, à savoir  $N_z=51$ ,  $N_r=201$ ,  $n=1.0$ ,  $\lambda=1.0W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ,  $\rho C_p=2.15e06J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$ ,  $\kappa=10m^{-1}$ ,  $T_{ini}=800K$ ,  $q_0=8600J \cdot m^{-2}$ ,  $R=0.1m$ ,  $H=0.01m$ ,  $t_s=80s$ ,  $t_p=0.001s$ ,  $Bi_r=Bi_z=0$ ,  $t_{CPU}(\Delta t \text{ constant})=70300s$ . L'erreur relative est définie comme la valeur moyenne de somme de carrés d'écarts aux données de référence en 1D [7].

D'après le tableau 1, les différents essais conduisent à une valeur optimum de  $N_c$  qui correspond à la durée d'excitation. En d'autres termes, un pas de temps de  $10^{-6}s$  est nécessaire durant la phase d'excitation. Au-delà de cette durée ( $N_c \times \Delta t_1$ ), le pas de temps peut augmenter selon la suite géométrique définie par l'équation (15). Le jeu de paramètres numérique correspondant à l'essai 6 permet ainsi un gain en temps de calcul de 98.41%.

Essai	$\Delta t_1$ (s)	$\Delta t_2$ (s)	$N_c$	$N_t$	$\ln(d)$	$t_{CPU}$ (s) ( $\Delta t$ variable)	Gain d'accélération + erreur relative
1	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$2 \cdot 10^7$	35350569	$1,500 \cdot 10^{-7}$	32700	53,49%, 0,0209437
2	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^7$	27849499	$1,290 \cdot 10^{-7}$	25798	63,30%, 0,0209437
3	$10^{-6}$	$10^{-4}$	$10^4$	3729849	$1,238 \cdot 10^{-6}$	3457	95,08%, 0,0209440
4	$10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$10^4$	2139552	$2,488 \cdot 10^{-6}$	1989	97,17%, 0,0209443
5	$10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$10^4$	1211179	$4,988 \cdot 10^{-6}$	1123	98,40%, 0,0209449
6	$10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$10^3$	1202179	$4,988 \cdot 10^{-6}$	1118	98,41%, 0,0209449

Tableau 1 : Comparaison des temps de calcul  $t_{CPU}$  entre le maillage temporel à pas de temps constant et le maillage temporel à pas de temps variable.

## 6. Conclusion

Dans cet article, un modèle direct de simulation prenant en compte le couplage des transferts conductifs et radiatifs dans une configuration 2D axisymétrique proche soumis à des conditions aux limites de type flux imposé avec refroidissement convectif, est présenté et validé. La résolution couplée de l'équation de Transfert radiatif (approximation P1) et de l'équation de la chaleur par la méthode des volumes finis permet la résolution de ce problème couplé dans une configuration de type « méthode flash ». Une version améliorée du modèle (pas de temps variable) est présentée à la fin et discutée, notamment en terme de temps de calcul. Ce travail de modélisation directe est destiné à être couplé avec une méthode d'identification de type évolutionnaire dans le but de caractériser simultanément la conductivité thermique  $\lambda$  et le coefficient d'absorption  $\kappa$  de matériaux semi-transparents.

## Références

- [1] P. Y. Wang, H. P. Tan, L.H. Liu, J. F. Luo, Heat transfer in translucent thermal barrier coatings of turbine engine, *Journal of Aerospace Power*, 15-3 (2000), 268-273.
- [2] P. Y. Wang, H. E. Cheng, H. P. Tan, Transient thermal analysis for semi-transparent composite thermal barrier coatings, *Journal of Shanghai Jiao Tong University*, 36-2 (2002), 180-184.
- [3] H. P. Tan, L. H. Liu, H. L. Yi, Recent progress in computational thermal radiative transfer, *Chinese Sci Bull*, 54-8 (2009), 2627-2637.
- [4] L. H. Li, H. P. Tan, Transient radiation and conduction in a two-dimensional participating cylinder subjected to a pulse irradiation, *J. Heat Transf.*, 40 (2001), 877-889.
- [5] M. F. Modest, *Radiative Heat Transfer*, Presses Academic (2013).
- [6] R. X. Li, *Finite Volume Method Basis*, Presses National Defense Industry (2005).
- [7] S. André, S. Degiovanni, A new way of solving transient radiative-conductive heat transfer problems, *J. Heat. Transf.*, 120 (1998), 943-955.
- [8] H. P. Tan, B. Maestre, M. Lallemand, Transient and steady-state combined heat transfer in semi-transparent materials subjected to a pulse or a step irradiation, *J. Heat. Transf.*, 113 (1992), 166-173.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à China Scholarship Council Foundation pour son soutien financier.

# Identification de fonctions de transfert pour un four de brasage sous vide et sa charge

Célien ZACHARIE<sup>1,2,\*</sup>, Vincent SCHICK<sup>1</sup>, Benjamin REMY<sup>1</sup>, Gaëtan BERGIN<sup>2</sup>, Renaud EGAL<sup>2</sup>, Thierry MAZET<sup>2</sup>

<sup>1</sup>LEMETA, Université de Lorraine

2 Avenue de la Forêt de Haye - 54504 Vandoeuvre-Lès-Nancy

<sup>2</sup>Fives Cryo,

25 bis rue du Fort - 88190 Golbey

\*(auteur correspondant : celien.zacharie@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Afin de simuler le comportement thermique d'un système industriel constitué d'un four électrique de brasage sous vide et de sa charge (échangeur thermique à plaques brasées), et afin de pouvoir ensuite le contrôler, on souhaite identifier les fonctions de transfert des différents éléments via des modèles paramétriques de type ARX (structure autorégressive). La présente étude concerne l'interaction entre le four et sa charge, et comporte deux parties : on s'intéresse tout d'abord à la non-linéarité des échanges radiatifs entre un panneau radiant et la surface du four via un modèle numérique 1D simple (linéarisation ou non du flux radiatif). Puis on l'étendra à un modèle 3D modélisant le four réel.

## 1. Introduction

Dans un contexte industriel de fabrication d'échangeurs en aluminium à plaques et ondes brasées, il est aujourd'hui difficile de discriminer les pièces saines des défectueuses après l'opération de brasage, réalisée dans un four sous vide. Cette étape du procédé de fabrication repose sur la chauffe radiative de la charge jusqu'au point de fusion de la brasure, permettant ainsi à l'empilement initial de ne former *in fine* qu'un bloc massif. À partir de mesures de températures localisées uniquement en surface et au centre géométrique de l'échangeur, une série de panneaux radiants pilotés via une centrale de régulation contrôlent la chauffe pour emmener la charge (échangeur) vers la température de brasage en assurant son homogénéité thermique. Cependant les données issues de ce dispositif ne permettent pas de détecter la présence de défauts de brasage dans l'échangeur (dus à l'apparition de points chauds par exemple). Une description plus fine du comportement du four industriel et de sa charge est donc souhaitée.

Pour répondre à cette problématique, on souhaite identifier les fonctions de transfert du four à vide et de la charge via des modèles paramétriques.

L'étude suivante comprendra un premier volet consacré aux interactions entre le four et la charge, par le biais d'une modélisation sous FlexPDE<sup>®</sup> (éléments finis) d'un panneau radiant et d'une portion d'échangeur en regard (prise en compte de conductances radiatives entre ces deux équipements). Les simulations doivent permettre de comprendre la phénoménologie de cet échange radiatif et son caractère non-linéaire, et de déboucher sur le choix de modèles ARX pertinents.

Compte tenu des résultats précédents, le second volet est consacré aux estimations de modèles paramétriques à partir d'un modèle numérique global du four et d'un échangeur permettant de simuler un cycle de brasage, et particulièrement la chauffe. Les simulations sont réalisées avec le logiciel Simfurnace faisant appel aux codes Modray<sup>®</sup> (méthode des radiosités) pour la partie radiative du four et Thermette<sup>®</sup> (méthodes nodales) pour les parties conductives.



Au préalable nous donnerons plus d'éléments permettant de positionner le problème dans son contexte industriel ainsi que des informations sur les modèles autorégressifs ARX.

## 2. Phénoménologie étudiée et présentation des modèles paramétriques de type « ARX » (Auto Regressive model with eXternal inputs)

### 2.1. Phénoménologie étudiée

La présente étude s'inscrit dans un projet de Thèse industrielle (FIVES CRYO) visant à mieux caractériser les échanges thermiques entre un four et sa charge. Les modes de transfert de chaleur en jeu sont radiatifs (transmission de la chaleur entre les panneaux radiants du four et l'échangeur en aluminium et d'autres éléments annexes compris dans l'enceinte), conductifs (au sein même de la charge), et convectifs si l'on s'intéresse à l'enceinte du four qui est une double-enveloppe où circule de l'eau (source froide pour la régulation). Dans l'enceinte, 88 panneaux échangent de la chaleur par rayonnement avec la charge qui est équipée selon sa géométrie de quelques dizaines de thermocouples en surface (peau d'échangeur) et de deux thermocouples à cœur au minimum en cas de dysfonctionnement de l'un d'eux. En associant stratégiquement les capteurs en peau avec les panneaux, c'est-à-dire en les mettant le plus possible en regard, on surveille et contrôle le gradient de température dans la charge au cours du cycle de sorte que la chauffe soit la plus homogène possible.



Figure 1 : Photo de l'un des deux fours sur site et d'un échangeur avant enfournement

L'un des enjeux de cette Thèse sera d'accéder à des températures dans la charge que les données et modèles actuels ne nous permettent pas d'obtenir, et de détecter d'éventuels défauts lors de la chauffe et du brasage de l'appareil. Dans ce but, notre choix s'est porté sur l'identification et l'utilisation de modèles autorégressifs ARX.

### 2.2. Modèles paramétriques autorégressifs de type ARX

Les modèles autorégressifs peuvent être considérés comme des généralisations des bilans enthalpiques et convectifs, dans le domaine de la thermique du moins, comme l'explique URIZ [1].

De la même manière que pour la méthode enthalpique, la sortie d'un modèle autorégressif est donc une variable se rapportant au système choisi, mais ne nécessite pas pour autant l'écriture explicite du bilan thermique. Cette approche est donc d'autant plus pertinente que l'on travaille

sur des systèmes 2D/3D ou réels pour lesquels la physique est difficile à modéliser finement.

Pour résumer, dans notre problème de thermique, les modèles autorégressifs peuvent exprimer de manière plus implicite des équations issus de bilans thermiques comme le suivant :

$$\rho c_p \frac{\partial T_s}{\partial t} = - \sum_i^n G_i (T_s - T_i) + P \quad (1)$$

$\rho c_p$  désignant la capacité thermique volumique du système,  $T_s$  la température de sortie du système,  $G_i$  la conductance thermique caractérisant le transfert de chaleur entre le système et l'élément  $i$ , et  $P$  un terme de production interne au système.

Dans les modèles autorégressifs, ceux de type ARX sont à variable exogène. Ils ont été largement étudiés par LJUNG [2] et revêtent la forme mathématique suivante dans le cas d'un modèle à une seule entrée  $u$  et une seule sortie  $y$  :

$$y(t_i) = - \sum_{j=1}^{n_a} a_j y(t_i - j\Delta t) + \sum_{j=1}^{n_b} b_j u(t_i - j\Delta t - n_k \Delta t) + \epsilon(t_i) \quad (2)$$

$\Delta t$  désignant le pas de discrétisation du modèle.

Les perturbations  $\epsilon$  sont souvent modélisées comme des variables aléatoires pour simuler du bruit, mais dans cet article, on gardera ce terme nul du fait du faible niveau de bruit observé sur les mesures de thermocouples. Seules les entrées  $u$  modélisant les effets extérieurs déterminent la sortie. Dans le cas d'un problème inverse comme le nôtre, les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont les paramètres à estimer. Les termes en  $a_i$  se rapportent aux valeurs de sortie prises aux  $n_a$  instants précédents (partie autorégressive) et ceux en  $b_i$  aux valeurs des  $n_b$  entrées précédentes. L'ordre, et donc le degré de raffinement du modèle, est défini par le triplet  $(n_a, n_b, n_k)$ . Notons qu'il est possible d'introduire un décalage temporel  $n_k$  entre entrée et sortie pour simuler des effets de retard (décalage au niveau de la commande de l'entrée). Par exemple, le triplet  $(3, 2, 1)$  désigne un modèle ARX de la forme :

$$y(t_i) = -a_1 y(t_i - \Delta t) - a_2 y(t_i - 2\Delta t) - a_3 y(t_i - 3\Delta t) + b_1 u(t_i - 2\Delta t) + b_2 u(t_i - 3\Delta t) + \epsilon(t_i) \quad (3)$$

Remarquons qu'en prenant  $n_a = 0$ , alors on obtient un modèle convolutif. Dans ce cas, les  $b_i$  correspondent à une transmittance si  $y(t)$  et  $u(t)$  sont des températures et à une impédance si  $y(t)$  est une température et  $u(t)$  est un flux. Dans cette étude, les seules entrées et sorties envisagées sont des températures.

Dans la pratique, en ayant des données correspondantes à la sollicitation du système (entrée(s)) et sa réponse (sortie(s)), l'estimation des coefficients s'obtient à partir de la minimisation d'une fonctionnelle linéaire selon la méthode des moindres carrés. Elle consiste à écrire à chaque pas de temps  $t_i$  la relation linéaire qui relie non seulement  $y(t)$  et  $u(t)$  à l'instant  $t_i$  mais aussi aux instants précédents  $t_i - n_a \Delta t$  et  $t_i - n_b \Delta t$ ,  $n_a$  et  $n_b$  pouvant être identiques selon le cas. L'assemblage de ces différentes relations pour  $i \in \llbracket 1 ; N \rrbracket$ ,  $N$  étant le nombre de données, donne naissance à un système linéaire qui par une unique inversion donne les  $a_i$  et  $b_i$ . En pratique si  $n_a$  et  $n_b$  sont grands, il est nécessaire de calculer une pseudo-inversion de la matrice en régularisant par méthode QR ou TSVD sous Matlab<sup>®</sup>. Cette inversion d'un problème linéaire par morceau

sur l'intervalle de temps  $[t_i - \sup_{n \in \{n_a, n_b\}} n \Delta t ; t_i]$  et globalement non-linéaire sur tout l'intervalle nous permet alors d'étudier un nombre important de modèles et de retenir le meilleur, par exemple celui qui a minimisé un critère sur les résidus.

L'identification du système via un modèle paramétrique se fait en deux temps :

- Une première étape de *calibration* est nécessaire pour estimer les coefficients  $a_i$  et  $b_i$ .
- Ensuite, le modèle ARX  $(n_a, n_b, n_k)$  correspondant est validé avec un autre jeu de données entrée/sortie. C'est la *validation*. Cette seconde étape est cruciale pour valider le modèle estimé qui doit être absolument indépendant des conditions aux limites.

### 3. Estimation de modèles paramétriques avec un modèle 1D simulant l'interaction « panneau-peau »

De manière générale, nous avons cherché à identifier la fonction de transfert 1 Entrée - 1 Sortie  $T_{\text{source}} - T_{\text{peau}}$  : la transmittance « panneau-peau » (interaction panneau radiant / peau (surface) de l'échangeur). Le pas d'échantillonnage des jeux de données est de 100 s.

Les résultats peuvent être donnés sous forme de courbe de comparaison (Unités Arbitraires (U.A)) ou de résidus (différence entre la courbe simulée et celle donnée par le modèle ARX), ou encore sous forme de pourcentage d'ajustement (Normalized Root-Mean-Square Deviation). Ici, on a décalé les entrées et sorties des valeurs initiales pour que celles-ci soient conformes à la forme du modèle (2) (pour  $u(t) = 0$ , on a  $y(t) = 0$ ).

#### 3.1. Présentation du modèle

C'est à partir d'un modèle numérique 1D simple réalisé sous FlexPDE<sup>®</sup> que nous souhaitons apporter des éléments de réponse quant à la pertinence des modèles ARX pour identifier la fonction de transfert entre le four et la charge.

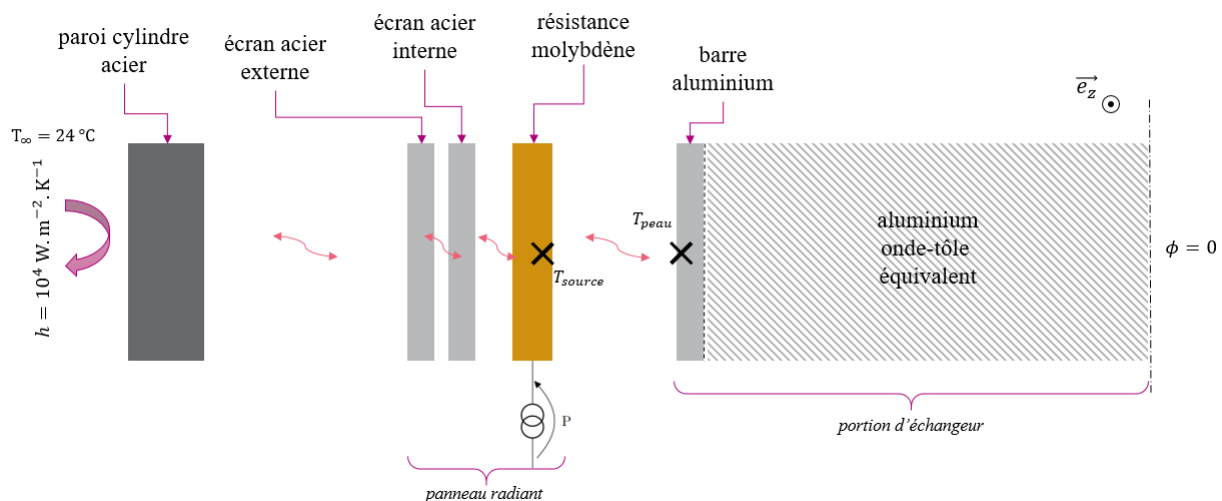


Figure 2 : Schéma de principe du modèle « panneau - peau d'échangeur »

Précisons la géométrie du modèle représentée sur la figure 2. De droite à gauche, on s'intéresse à une portion d'échangeur en aluminium (une demi-largeur de 675 mm) qui est en regard avec un panneau radiant, lui-même constitué d'une épaisseur chauffante en molybdène et de deux écrans en acier. Enfin, la présence d'une paroi en acier représentant l'enceinte interne du four est nécessaire pour modéliser les pertes thermiques (coefficient d'échange  $h$ ) avec l'eau conte-

nue dans la double-enveloppe régulatrice. L'équation de la chaleur est résolue à l'intérieur de chaque région précédemment définie et le rayonnement entre deux régions est modélisé sous FlexPDE<sup>®</sup> via une résistance de contact dépendante (cas non-linéaire) ou non (cas linéaire) de la température. En 1D, la relation que l'on peut écrire à l'interface de deux domaines  $i$  et  $j$  pour lesquels on souhaite modéliser l'échange par rayonnement est la suivante (on exprime le flux surfacique net échangé) :

$$\phi_{ij} = \frac{\sigma(T_i^4 - T_j^4)}{\frac{1}{\varepsilon_i} + \frac{1}{\varepsilon_j} - 1} = \underbrace{\frac{\sigma(T_i^2 + T_j^2)(T_i + T_j)}{\frac{1}{\varepsilon_i} + \frac{1}{\varepsilon_j} - 1}}_{G_{\text{rad}}(T_i, T_j)} (T_i - T_j) \stackrel{\text{linéarisation}}{\approx} \frac{4\sigma T_m^3}{\frac{1}{\varepsilon_i} + \frac{1}{\varepsilon_j} - 1} (T_i - T_j) \quad (4)$$

où  $G_{\text{rad}}(T_i, T_j)$  désigne la conductance radiative surfacique entre les deux milieux et  $T_m$  est une température moyenne constante. En se donnant les masses volumiques, capacités massiques, conductivités thermiques, émissivités de surface et épaisseurs des domaines (voir tableau 1), ainsi qu'une puissance interne  $P$  pour la partie en molybdène, on a suffisamment d'éléments pour obtenir une résolution du problème direct.

	$\lambda$ W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\rho$ kg.m <sup>-3</sup>	$c_p$ J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\varepsilon$ $\emptyset$	$e$ mm
Paroi	20	7864	450	0.8	1
Écran	20	7864	450	1	2 × 0.7
Résistance	138	10220	450	1	2
Barre	160	2700	960	0.18	25
Onde-tôle	16	837	960	$\emptyset$	650

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques et géométriques du modèle

### 3.2. Étude du modèle linéarisé

Les conductances radiatives peuvent être linéarisées comme dans l'équation (4). Dans les simulations, dans son état initial, le système est supposé en équilibre thermique avec le thermostat  $T_\infty$ . La non-homogénéité du système à l'état initial ne fait pas l'objet de cette étude mais peut être prise en compte (relaxation d'un terme source en entrée du modèle).

Dans cet article, nous nous focalisons sur la transmittance  $T_{\text{source}}$  (entrée) –  $T_{\text{peau}}$  (sortie) (cf. Figure 2). Les signaux de calibration et validation issus d'une simulation directe sous FlexPDE<sup>®</sup> sont ceux des Figures 3 et 4 :  $P(t)$  représente le flux d'entrée utilisé pour obtenir  $T_{\text{source}}$  et  $T_{\text{peau}}$  pour la calibration des modèles (excitation créneau sur la Figure 3) et leur validation (Figure 4 pour laquelle le flux d'entrée a une forme plus complexe). On regarde d'abord si des modèles ARX peuvent être estimés convenablement (Figure 5), c'est-à-dire s'ils peuvent reconstituer correctement la réponse  $T_{\text{peau}}$  référence du modèle numérique direct. Le modèle optimal est celui qui minimise le critère RMS sur les résidus : (4, 4, 0) ici dans ceux estimés. Ce modèle est ensuite validé en comparant sa sortie obtenue via le flux complexe de validation à celle de la simulation directe (Figure 6).

L'amélioration de la calibration due au passage d'un modèle d'ordre 2 à un ordre 4 peut s'expliquer par la prise en compte d'effets capacitifs au sein du système, notamment celle du panneau radiant.

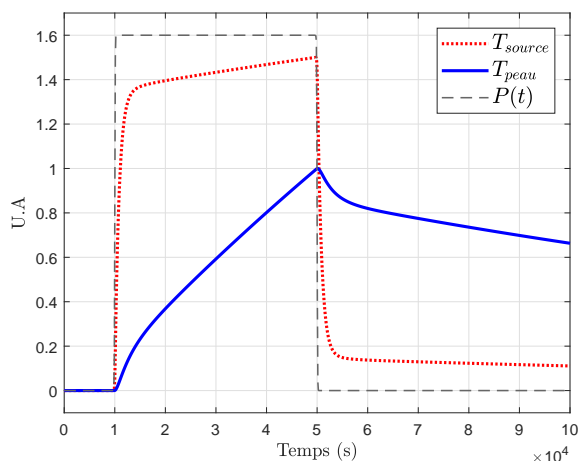


Figure 3 : Jeu de données entrée-sortie pour la calibration du modèle panneau-peau.

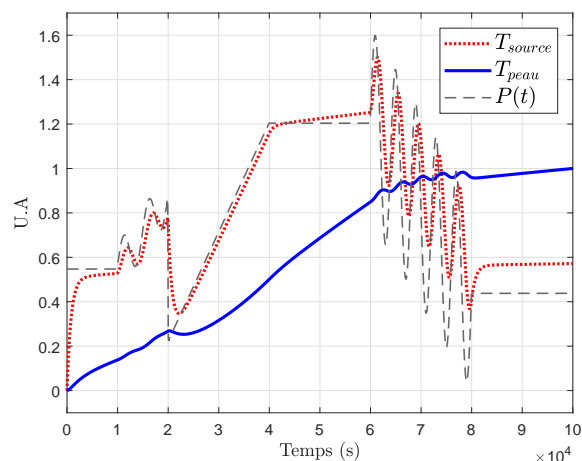


Figure 4 : Jeu de données entrée-sortie pour la validation du modèle panneau-peau.

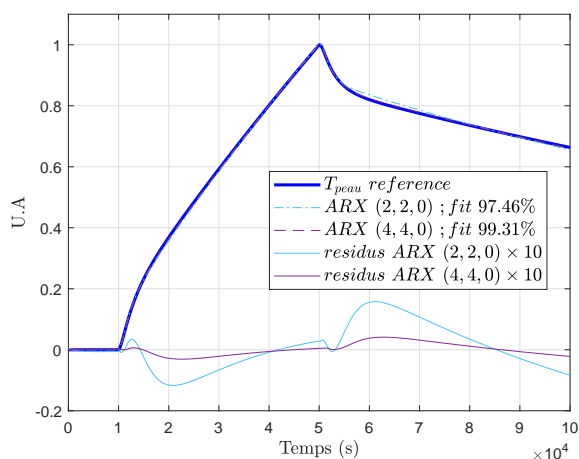


Figure 5 : Estimation (calibration) de deux modèles pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (flux linéarisé)

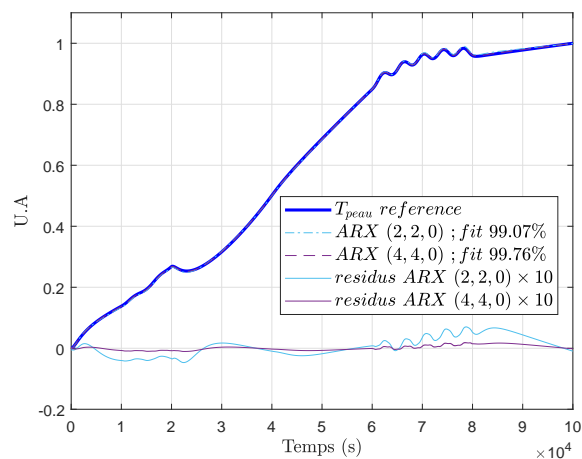


Figure 6 : Validation des modèles estimés avec le flux complexe pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (flux linéarisé)

### 3.3. Étude du modèle non linéarisé

Lorsque les conductances radiatives entre les différents milieux ne sont pas linéarisées, on obtient un nouveau jeu de données de calibration-validation dont la sortie est visible sur les graphes des Figures 7 et 8 sous la dénomination  $T_{peau}$  reference. Avec ce jeu, nous constatons qu'il est possible d'estimer un modèle ARX linéaire (estimation correcte pour (2, 2, 0) d'après la Figure 7). En revanche ce modèle est incapable de reproduire convenablement la sortie du flux complexe de validation (Figure 8), bien qu'il soit possible malgré tout d'identifier un autre modèle linéaire sur cet essai de validation, ce qui est la signature d'une modèle non-linéaire.

Cependant, lorsque des profils de puissances semblables à ceux rencontrés sur le vrai four sont utilisés comme entrée dans le modèle FlexPDE non-linéarisé, les signaux de calibration-validation pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  issus de ce modèle sont relativement proches en forme et amplitude et les graphes des Figures 9 et 10 montrent qu'il est possible d'estimer dans ce cas un modèle paramétrique linéaire en température qui reste valable en validation si cette dernière est effectuée sur la même plage de variation de température que la calibration.

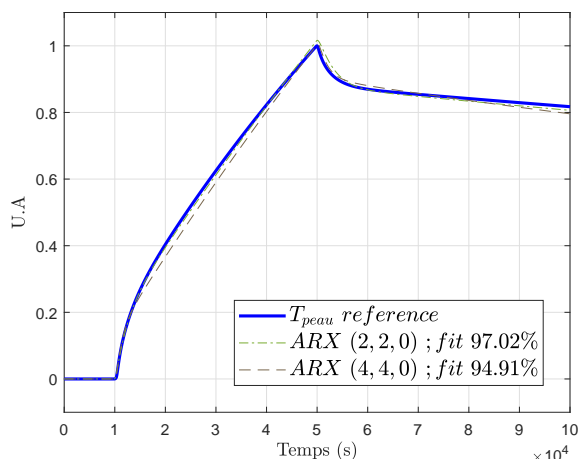


Figure 7 : Estimation (calibration) de deux modèles pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (flux non-linéarisé)

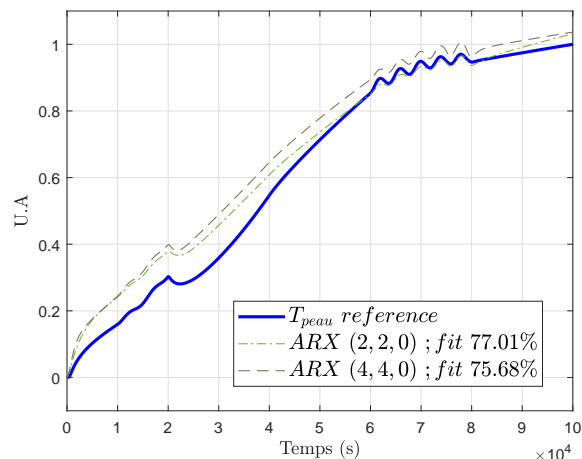


Figure 8 : Validation des modèles estimés avec le flux complexe pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (flux non-linéarisé)

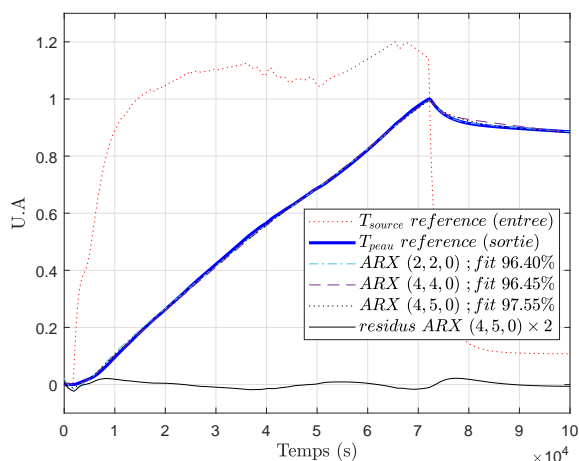


Figure 9 : Estimation (calibration) de trois modèles pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (flux non-linéarisé, profil semblable aux données réelles)

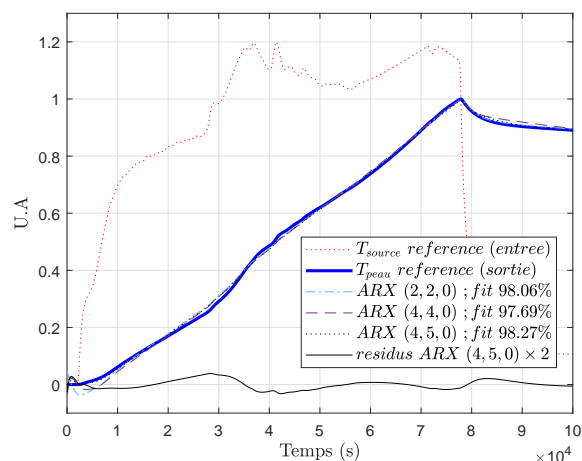


Figure 10 : Validation des modèles estimés avec le flux complexe pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (flux non-linéarisé, profil semblable aux données réelles)

#### 4. Estimation de modèles paramétriques avec un modèle global du four et de sa charge

Avec le modèle global sous Simfurnace qui peut simuler avec une bonne précision le comportement du four (NEMER [3]), nous avons essayé de construire un modèle paramétrique en prenant pour entrée  $T_{source}$ , la température d'un panneau, et en sortie  $T_{peau}$ , la température calculée en surface d'échangeur, en face du panneau en question.

D'après les Figures 11 et 12, on constate que les modèles ARX (4, 4, 0) et (10, 10, 0) à une seule entrée (température d'un seul panneau) ne sont pas capables de reproduire la sortie. Dans le modèle global, une température calculée en peau d'échangeur à un endroit donné dépend également des flux radiatifs échangés via les panneaux voisins de celui que l'on avait considéré jusque là. D'où l'idée de prendre en plus en entrée les températures des 8 panneaux voisins. La notation (4, [4], 0) correspond à (4, [4 4 4 4 4 4 4 4], 0) pour prendre en compte les températures

des 9 panneaux choisis en entrée du modèle.

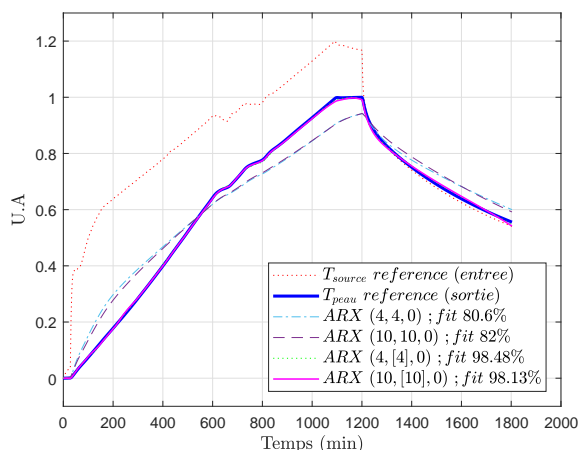


Figure 11 : Estimation (calibration) de quatre modèles pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (données Simfurnace)

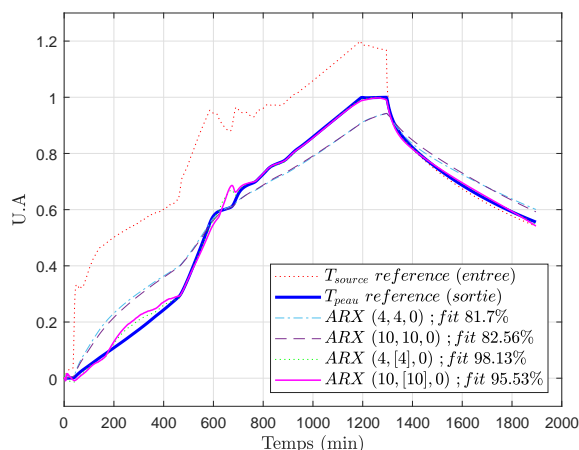


Figure 12 : Validation des modèles estimés pour la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  (données Simfurnace)

On améliore donc l'estimation en ajoutant des températures voisines de celle du premier panneau considéré, ce qui met en évidence la présence d'un effet 2D non négligeable, corrigé ici par une prise de moyenne.

L'hypothèse avancée pour expliquer les résultats satisfaisants pour la validation de la transmittance  $T_{source} - T_{peau}$  sur le modèle global est celle mentionnée à la fin de la partie 3. : les signaux de calibration et de validation dans la partie 4. diffèrent globalement peu en forme et en amplitude. On peut conjecturer que si la validation est effectuée sur la même plage de variation de température que la calibration, il sera possible d'estimer un modèle linéaire en température qui n'est valable qu'autour de ce point de fonctionnement, ce qui n'était pas le cas avec les jeux de données des Figures 3 et 4.

## 5. Conclusion

Lors de la prise en compte du transfert radiatif entre un panneau et l'échangeur, nous avons montré qu'il était possible d'identifier et valider un modèle paramétrique linéaire sous réserve que l'on reste dans une gamme de fonctionnement proche de celle de l'identification. Des études sont en cours pour évaluer l'intervalle de confiance de ces modèles linéaires. Nous chercherons ensuite à coupler ces fonctions de transfert avec celles des autres parties du système pour lesquelles les essais d'estimation de modèles ARX n'ont pas posé de problème et à étendre cette méthodologie sur des mesures réelles faites sur le four.

## Références

- [1] URIZ, Fermin, *Mise en place d'une méthodologie pour l'identification de modèles d'extrapolation de température*, PhD Thesis, Nancy, Institut National Polytechnique de Lorraine, Airbus, (2012).
- [2] LJUNG, Lennart, *System Identification : theory for the user*, Prentice-Hall information and system sciences series (1987).
- [3] NEMER, Maroun, *Modélisation de fours de brasage sous vide et validation expérimentale. Méthodes de réduction du temps de brasage*, PhD Thesis, Ecole des Mines de Paris, Nordon-Cryogenie, (2005).



# Développement d'un dispositif expérimental pour la caractérisation de métaux autour du point de fusion par lévitation aérodynamique

Bernard LAMIEN<sup>1,2</sup>, Dylan LE MAUX<sup>1</sup>, Mickaël COURTOIS<sup>1</sup>, Thomas PIERRE<sup>1\*</sup>, Muriel CARIN<sup>1</sup>, Philippe LE MASSON<sup>1</sup>, Helcio ORLANDE<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Univ. Bretagne Sud, IRDL – UMR CNRS 6027, F-56100 Lorient, France.

<sup>2</sup> Université Fédérale de Rio de Janeiro, Politécnic/COPPE, Cidade Universitária, 68502, Rio de Janeiro, Brésil.

\* auteur correspondant : [thomas.pierre@univ-ubs.fr](mailto:thomas.pierre@univ-ubs.fr)

**Résumé** – Cette étude s'inscrit dans le cadre général de la caractérisation des propriétés physiques de métaux à hautes températures. Un dispositif expérimental basé sur la lévitation aérodynamique d'un échantillon sphérique est présenté. L'échantillon de quelques millimètres de diamètre est sollicité thermiquement par un flash laser. Dans le but d'estimer la diffusivité thermique de l'échantillon, l'observable est le flux mesuré par un pyromètre multispectral étalonné à l'aide de corps purs. Parallèlement, un modèle théorique numérique est défini et validé par rapport à un modèle analytique ; celui-ci est utilisé ensuite à des fins d'estimation.

## Nomenclature

### Lettres latines

$a$	diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$
$Bi$	nombre de Biot
$f$	fonction spectrale (1)
$f$	impulsion laser (5)
$H$	correction d'amplitude de $f$
$J$	sensibilité réduite adimensionnée
$M$	émittance, $W \cdot m^{-2}$
$k$	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$P$	paramètre
$q$	densité de flux, $W \cdot m^{-2}$
$r$	coordonnée sphérique
$r_0$	rayon du laser
$R$	rayon de la sphère, m
$T$	température, °C/K

### Lettres grecques

$\varepsilon$	émissivité
---------------	------------

$\theta$	coordonnée sphérique
$\Theta$	température adimensionnée
$\lambda$	longueur d'onde, $\mu m$
$\mu$	$\cos \theta$
$\tau$	nombre de Fourier
$\varphi$	coordonnée sphérique
$\Phi$	flux, $W$

### Indices et exposants

$conv$	convectif
$i$	numéro de voie
$j$	numéro de paramètre
$p$	durée du pulse
$rad$	radiatif
$s$	solidification
*	adimensionné(e)
0	initial(e)

## 1. Introduction

Cette étude concerne la caractérisation des propriétés physiques de métaux autour et au-delà de leur point de fusion [1-2]. Le développement du dispositif expérimental est détaillé, basé sur la lévitation aérodynamique d'un échantillon sphérique de quelques millimètres de diamètre [3] et sollicité thermiquement par un flash laser. Expérimentalement, l'observable est le flux mesuré par un pyromètre multispectral étalonné à l'aide de corps purs. Parallèlement,



un modèle théorique développé à l'aide du logiciel Comsol® Multiphysics est utilisé pour évaluer dans un premier temps les paramètres d'entrée, tels que le flux de chaleur, le temps de chauffage... mais aussi pour définir une méthodologie d'estimation de la diffusivité thermique. L'influence des paramètres supposés connus *a priori* (temps de chauffage, densité de flux, diamètre de l'échantillon...) sur la qualité de l'estimation est analysée à l'aide d'études de sensibilités.

## 2. Présentation du dispositif expérimental

La caractérisation à hautes températures (> 1000 °C) est un domaine d'étude où peu de données apparaissent dans la littérature car les difficultés expérimentales croissent rapidement ; un exemple : la possible pollution de l'échantillon du fait de l'environnement et de la haute température. Afin de limiter ces effets et donc le contact avec le creuset, la lévitation est utilisée.

### 2.1. Le dispositif de lévitation

De toutes les techniques de lévitations existantes (électromagnétique, électrostatique, acoustique, sur film de gaz...), la lévitation aérodynamique est utilisée ici pour éviter le contact avec le creuset [2]. Cette méthode, robuste, reproductible et simple à mettre en place, a l'avantage d'avoir une lévitation indépendante du chauffage et de l'excitation acoustique pour l'analyse, respectivement, de la viscosité et de la tension de surface, et de surcroît à pression ambiante. Un gaz soufflé (argon) maintient en lévitation un échantillon sphérique liquide ou solide de quelques millimètres de diamètre par une buse divergente de 60° [2] placée dessous (figure 1). Le cône de lévitation est en nitrure de bore ; sa faible mouillabilité évite que, liquide, l'échantillon ne s'accroche trop facilement à la buse, et sa température de fusion élevée permet de s'affranchir d'un système de refroidissement. Un laser à diode de puissance maximale 300 W en continu chauffe l'échantillon par le dessus.

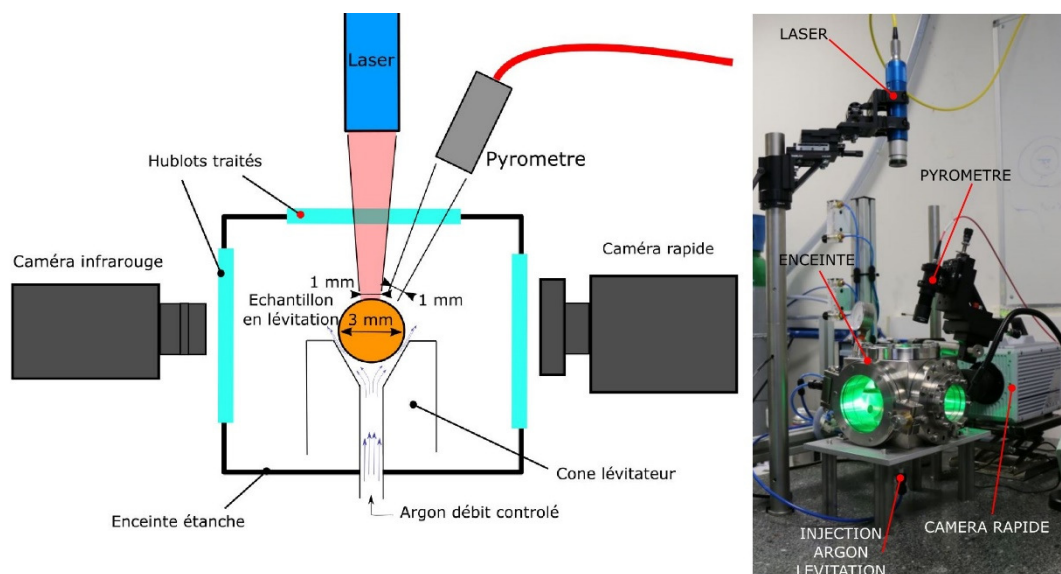


Figure 1 : *Dispositif expérimental développé au laboratoire.*

### 2.2. Exploitation du dispositif expérimental et instrumentation

La figure 1 présente le dispositif expérimental dans son ensemble dont le cœur est le cône de lévitation. Une enceinte extérieure cubique maintient l'échantillon dans une atmosphère non-oxydante et, *via* les quatre fenêtres (borosilicate ou saphir), rend possible la sollicitation et les mesures thermiques. Par la fenêtre supérieure, le laser chauffe de façon continue l'échantillon

afin d'atteindre la température d'étude (comprise en 20 °C et 3 500 °C) puis réalise un flash par une brève sollicitation. Une caméra visible rapide (Photron SA5) équipée d'objectifs macrographiques est placée devant une fenêtre latérale. Elle suit à la fréquence de 1 kHz les variations géométriques, le comportement de l'échantillon, et contrôle la possible présence de pollution de la surface. L'analyse des images rend possible l'estimation de la masse volumique en fonction de la température mais également de la viscosité et de la tension superficielle grâce à une sollicitation acoustique oscillatoire de la bille liquide. L'autre fenêtre latérale peut accueillir une caméra infrarouge (FLIR X6580sc). Enfin, un pyromètre multispectral [4] recueille le flux émis par l'échantillon depuis la fenêtre supérieure du cube. Ce flux sera l'information expérimentale – l'observable – pour l'estimation de la diffusivité thermique de l'échantillon ; il est donc nécessaire d'étalonner le pyromètre pour relier ce flux à la température. Son étalonnage est présenté au paragraphe suivant.

*In fine*, l'estimation de la masse volumique, de la diffusivité, de la viscosité et de la tension superficielle de l'échantillon fondu est envisagée. Dans le cadre de cet article, seule la faisabilité de la lévitation et la mesure pyrométrique sont présentés à travers un étalonnage de la chaîne de mesure en s'appuyant sur la fusion et la lévitation de plusieurs corps purs.

### 3. Étalonnage du pyromètre

#### 3.1. Présentation du pyromètre

Le pyromètre est composé de six capteurs photosensibles, chacun relevant un flux émis par l'échantillon à une longueur d'onde centrale  $\bar{\lambda}_i$  donnée, respectivement, 480 nm, 530 nm, 680 nm, 850 nm, 940 nm et 1 550 nm (voies numérotées de 1 à 6). Le diamètre du point de mesure du pyromètre est de 1 mm, le diamètre de l'échantillon sphérique étant approximativement de 3 mm. Le flux théorique reçu par chaque capteur photosensible est :

$$\Phi_i^{th}(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda}' M_{\lambda}^0(T) f(\lambda) H_i e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\lambda - \bar{\lambda}_i}{\sigma_{\lambda_i}} \right)^2} d\lambda \quad (1)$$

avec  $\varepsilon_{\lambda}'$  l'émissivité de la bille,  $M_{\lambda}^0(T)$  l'émittance à la température de la bille,  $f(\lambda)$  une fonction regroupant les propriétés spectrales de tous les paramètres connus (facteur de forme, surface, optiques) ; l'exponentielle représente la forme gaussienne des filtres monochromatiques centrée sur  $\bar{\lambda}_i$  et d'écart-type  $\sigma_{\lambda_i}$  ;  $H_i$  est une correction d'amplitude de la fonction de transfert pour chaque longueur d'onde du pyromètre. L'étalonnage du pyromètre consiste donc en l'estimation de ce paramètre.

#### 3.2. Lévitation et fusion de corps purs

Le principe de l'étalonnage consiste à fondre un échantillon mis en lévitation tout en mesurant le flux émis par ce dernier. À l'état liquide et après arrêt du chauffage laser, le point remarquable de l'étalonnage est le palier de solidification au cours duquel la température et l'émissivité sont supposées connues [5]. Cinq corps purs sont testés (tableau 1) initialement de forme cubique.

	nickel	fer	zirconium	chrome	niobium
$T_s$ (°C)	1 455	1 538	1 855	1 907	2 477
$\varepsilon$	0,346	0,357	0,318	0,262	0,317

Tableau 1 : Température de fusion et émissivité au point de fusion des corps purs testés [5].

Un exemple d'essai avec le niobium est présenté figure 2. Trois vignettes illustrent l'état de l'échantillon au cours de l'essai ; 1 : montée en température et fusion de l'échantillon ; 2 : échantillon en lévitation entièrement liquide et flux stable ; 3 : refroidissement en lévitation avec plateau de solidification. Les flux  $\Phi_{s,i}^{\text{exp}}$  sont également mentionnés. L'argent et le cuivre ont également été testés mais étant trop réfléchissants, ils n'ont pas fondu. Le flux  $\Phi_{i,s}^{\text{exp}}$  est utilisé pour estimer la correction d'amplitude  $H_i$  de la relation (1) pour les six voies optiques selon le critère suivant :

$$|\Phi_{i,s}^{\text{th}}(H_i) - \Phi_{i,s}^{\text{exp}}|^2 \rightarrow 0 \quad (2)$$

Pour chacun des corps, le procédé est répété au moins deux fois pour s'assurer de la cohérence des flux observés (tableau 2). Quand la température de solidification n'est pas assez élevée, le flux ne se détache pas du bruit de mesure pour certaines longueurs d'ondes, l'amplitude n'est pas estimable.

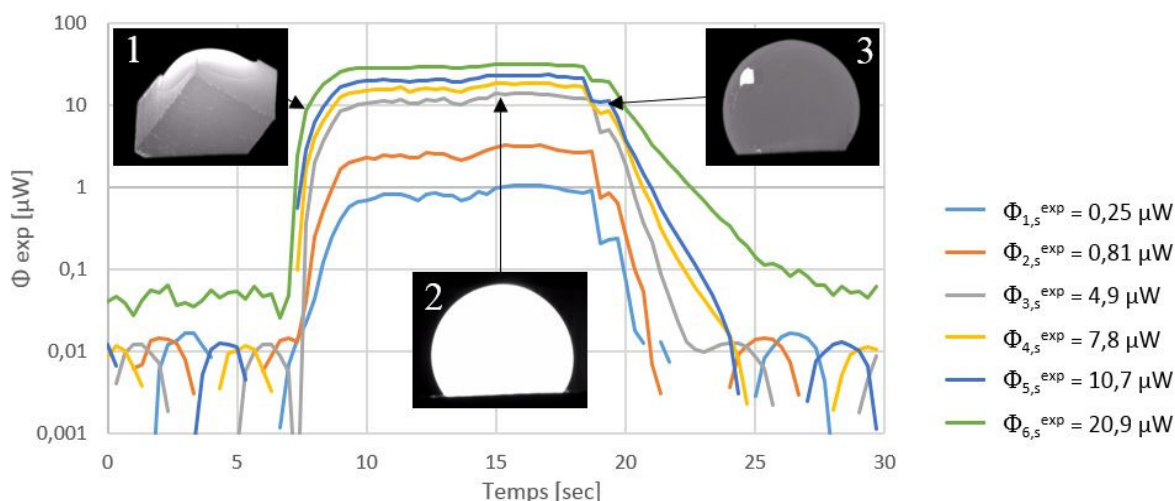


Figure 2 : Flux mesurés lors du test avec le niobium.

	$\Phi_{1,s}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{W}$ )	$\Phi_{2,s}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{W}$ )	$\Phi_{3,s}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{W}$ )	$\Phi_{4,s}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{W}$ )	$\Phi_{5,s}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{W}$ )	$\Phi_{6,s}^{\text{exp}}$ ( $\mu\text{W}$ )
nickel			0,0891	0,41	0,761	3,98
			0,0885	0,408	0,798	4,06
fer			0,0775	0,35	0,681	4,08
			0,0807	0,359	0,661	3,9
zirconium		0,0473	0,57	1,48	2,64	8,46
		0,063	0,568	1,48	2,92	8,75
chrome		0,027	0,492	1,53	2,47	8,83
		0,0408	0,561	1,37	2,27	8,06
		0,0276	0,436	1,22	2,18	8,32
		0,0236	0,437	1,41	2,27	7,95
niobium	0,251	0,806	4,9	7,78	10,7	20,9
	0,21	0,748	4,65	7,95	11	19,8
	0,249	0,742	4,5	7,97	11,1	20,7

Tableau 2 : Flux relevés lors des expériences de référence aux plateaux de solidification.

La moyenne et l'écart-type de toutes les corrections d'amplitude estimées sont regroupées dans le tableau 3. Les valeurs estimées pour le nickel sont fortement détachées des autres ; cela peut s'expliquer par la forte présence d'oxyde à la surface de l'échantillon lors de la solidification observée à l'aide de la caméra rapide, modifiant l'émissivité (tableau 1). Les essais sur le nickel sont donc écartés pour l'estimation des valeurs de  $H_i$ .

	$H_1$	$H_2$	$H_3$	$H_4$	$H_5$	$H_6$
valeur moyenne $\times 10^2$	2,77	3,78	9,51	6,47	1,12	1,24
écart type	9,8 %	35,0 %	13,4 %	7,6 %	11,4 %	9,3 %

Tableau 3 : Moyennes et écarts-types des corrections d'amplitude estimées  $H_i$ .

Pour confirmer l'étalonnage, la température est calculée pour chaque voie selon la relation (3) à l'aide des amplitudes estimées.

$$|\Phi_i^{th}(T, t) - \Phi_i^{exp}(t)|^2 \rightarrow 0 \quad (3)$$

La figure 3 présente un exemple de calcul de la température obtenue par minimisation (3) avec la valeur moyenne des corrections d'amplitudes  $H_i$  estimées précédemment. L'essai est réalisé sur du niobium car son émissivité est constante au-delà de son point de fusion [6]. Les températures ne sont donc correctes que pour l'état liquide. Pour le plateau de solidification, les températures sont comprises entre 2 384 °C et 2 530 °C au point le plus bas. La température de fusion du niobium étant 2 477 °C, l'erreur est de l'ordre de 3 %.

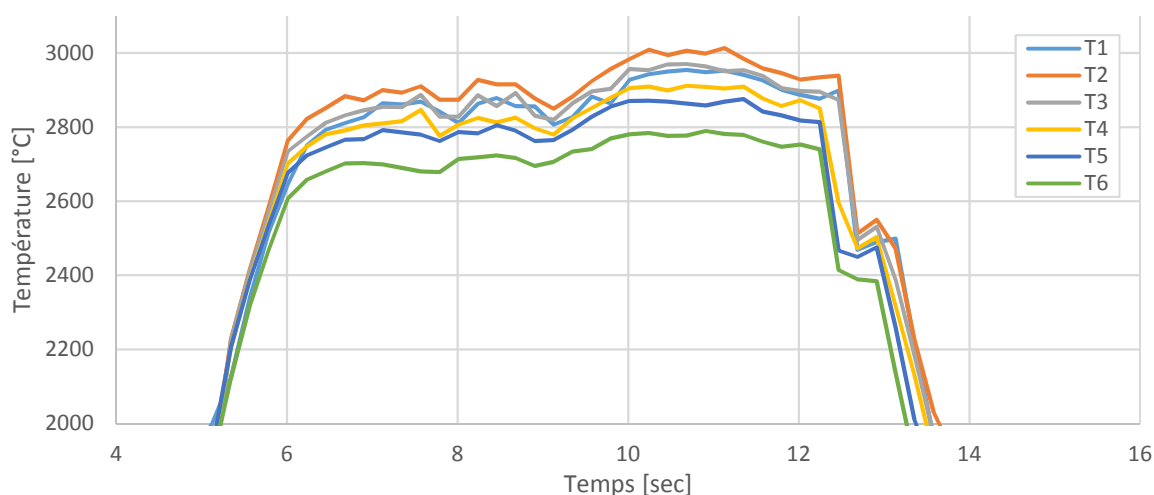


Figure 3 : Calcul de la température pour chaque lors du test avec le niobium.

Les fonctions de transfert du pyromètre étant étalonnées dans le cadre de ce dispositif, nous pouvons maintenant travailler sur l'estimation des paramètres.

#### 4. Modèle théorique pour l'extension de la méthode flash

L'estimation de la diffusivité thermique de métaux fondus à hautes températures en lévitation aérodynamique *via* une méthode inverse est l'un des objectifs visés avec ce dispositif expérimental. Le développement de ce travail passe 1) par la mise en place d'un modèle mathématique descriptif des différents phénomènes physiques en présence, 2) par l'analyse de sensibilité des paramètres optimaux (temps de chauffage, densité de flux...), 3) enfin par une

étape d'inversion, où modèle et mesures sont utilisés de manière synergique pour l'estimation de la diffusivité thermique.

#### 4.1 Modèle physique et formulation mathématique

Le modèle physique associé à l'expérience de la méthode flash considère une sphère solide initialement à une température élevée et uniforme sollicitée thermiquement par un faisceau laser de courte durée. Le problème formulé est bidimensionnel avec une symétrie axiale. La sphère échange par rayonnement et par convection avec l'environnement (figure 4). Les observables du pyromètre multispectral étant les flux, l'approche développée intègre la fonction de transfert du pyromètre multispectral dans le modèle théorique (1).

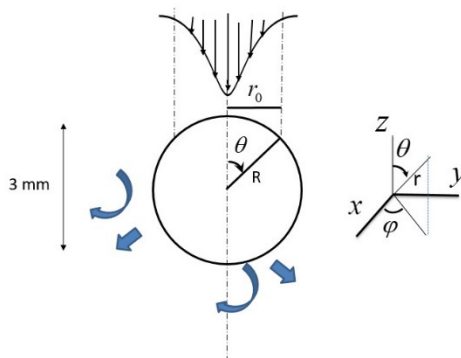


Figure 4 : modèle physique.

L'équation de la chaleur adimensionnée et les conditions limites associées sont les suivantes [3] :

$$\frac{1}{a^*} \frac{\partial \Theta(r^*, \mu, \tau)}{\partial \tau} = \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial r^*} \left( r^{*2} \frac{\partial \Theta(r^*, \mu, \tau)}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( (1 - \mu^2) \frac{\partial \Theta(r^*, \mu, \tau)}{\partial \mu} \right) \quad (4)$$

avec  $\tau > 0$ ,  $0 \leq r^* < 1$ ,  $-1 \leq \mu \leq 1$

$$k^* \frac{\partial \Theta(r^*, \mu, \tau)}{\partial r^*} + (Bi_{rad} + Bi_{conv}) \Theta(r^*, \mu, \tau) = \begin{cases} q_0 f(\mu, \tau, \mu_0, \tau_p) & , r^* = 1, \mu_0 \leq \mu \leq 1, 0 < \tau \leq \tau_p \\ 0 & , r^* = 1, -1 \leq \mu < \mu_0, \tau > \tau_p \end{cases} \quad (5)$$

$$\Theta(r^*, \mu, \tau) = 1 \quad , 0 \leq r^* \leq 1 \quad , -1 \leq \mu \leq 1 \quad , \tau = 0 \quad (6)$$

À la formulation mathématique donnée par les équations (1), (4)-(6), deux types de problème peuvent être associés : un problème direct et un problème inverse. Concernant le problème inverse, l'objectif est l'estimation de la diffusivité thermique de la sphère solide (métal) à partir des flux mesurés avec le pyromètre. Cependant, la méconnaissance ou les incertitudes sur les paramètres *a priori* connus comme la conductivité thermique de la sphère solide ou son émissivité, les paramètres du laser (éclairage, diamètre du faisceau, durée du pulse) doivent être pris en compte.

#### 4.2 Solution du problème direct – analyse de sensibilité

Une bille d'acier AISI 316 de 3 mm de diamètre est considérée en lévitation aérodynamique initialement à la température  $T_0 = 1000$  °C. À l'instant  $t = 1$  ms, la bille est sollicitée thermiquement par un faisceau laser de forme gaussienne ( $r_0 = 1,3$  mm) de durée

15 ms et de puissance 30 W. Le diamètre de la surface visée par le pyromètre est de 1 mm et l'émissivité est prise égale à une valeur moyenne de 0,3. La résolution du problème est obtenue avec le logiciel d'éléments finis COMSOL Multiphysics. Afin de vérifier la solution numérique du problème et de s'assurer du bon choix des paramètres de maille spatiaux et temporels [7], une solution analytique du problème, non présentée ici, avec des conditions aux limites linéarisées est développée par transformation intégrale [8]. La figure 5 montre une bonne concordance entre les températures adimensionnées analytiques et numériques pour différentes positions angulaires ( $\theta$ ,  $r = R$ ) pour un pulse de forme discontinue (créneau). La figure 6 présente le flux théorique obtenu sur une des voies du pyromètre ( $\bar{\lambda}_0 = 1550$  nm). Le flux théorique obtenu présente un pic fortement accentué correspondant à la période d'application du pulse laser, et est du même ordre de grandeur que les flux mesurés par le pyromètre (figure 2).

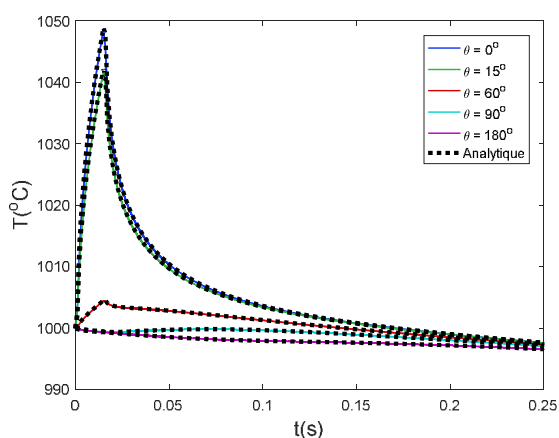


Figure 5 : Température théorique.

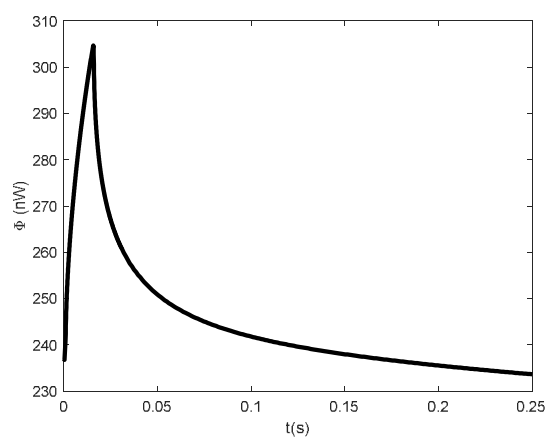


Figure 6 : Flux théorique pour  $\bar{\lambda}_0 = 1550$  nm.

Pour cette étude, l'analyse de sensibilité a été effectuée à partir des coefficients de sensibilité adimensionnés (7) des paramètres du modèle (4) et pour différentes positions de la surface visée par le pyromètre (position 1 : surface chauffée ( $\theta = 0^\circ$ ), position 2 : surface visée couvrant à moitié la surface chauffée ( $\theta = 20^\circ$ )).

$$J_{P_j} = P_j \frac{\partial \Phi^*}{\partial P_j} \quad (7)$$

Les coefficients de sensibilité de la diffusivité thermique, de la conductivité thermique et de l'éclairement sont d'un ordre de grandeur inférieur au flux adimensionné et au coefficient de sensibilité de l'émissivité. Une analyse plus fine des coefficients de la diffusivité thermique et de la conductivité thermique de l'échantillon montre que ces deux paramètres sont en partie corrélés avec une possibilité d'estimation lors du refroidissement de l'échantillon. De plus, une comparaison des coefficients de sensibilité définis en  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 20^\circ$  présente un rapport d'amplitude de l'ordre de 2 ( $J_{P_j}(\theta = 0^\circ) \approx 2 J_{P_j}(\theta = 20^\circ)$ ) favorisant la prise d'information par le pyromètre en  $\theta = 0^\circ$ . Une expérience optimale basée sur le calcul de la matrice d'information de Fisher [9] devrait permettre de choisir les variables expérimentales (densité de flux, durée et forme du pulse...) afin de maximiser la sensibilité du modèle aux paramètres d'intérêt, que sont la diffusivité thermique et la conductivité thermique. En outre les paramètres que sont l'émissivité de la bille et la densité de flux doivent être bien connus, puisque ceux-ci sont les paramètres les plus sensibles du modèle et ils sont corrélés.

## 5. Conclusion

Cette communication a présenté le développement d'un dispositif visant à mettre en lévitation un échantillon métallique en vue de mesurer ses propriétés physiques. L'échantillon est monté à haute température grâce à un laser, puis sollicité par un flash. Parallèlement, un pyromètre multispectral mesure le flux émis par l'échantillon ; son étalonnage à l'aide de cinq corps purs a été présenté. Les résultats ont montré une bonne répétabilité des essais pour une gamme de température allant de 800 °C à 3 000 °C. D'un point de vue technique, le protocole expérimental est simple et permet de réaliser un grand nombre d'essais. Le flux expérimental sera utilisé en tant qu'observable pour l'estimation de la diffusivité thermique. Dans cet optique, un modèle théorique a été développé, des premiers calculs de flux proches des conditions expérimentales ont été simulés et une analyse de sensibilité des paramètres a montré qu'une bonne connaissance *a priori* de l'émissivité et de la densité de flux laser est primordiale. Un travail spécifique sur la définition d'une expérience optimale définira au mieux les conditions opératoires.

## Références

- [1] F. Millot, V. Sarou-Kanian, J.-C. Rifflet, B. Vinet, The surface tension of liquid silicon at high temperature, *Materials Science and Engineering A*, 495 (2008), 8–13.
- [2] F. Millot, J.-C Rifflet, G. Wille, V. Sarou-Kanian, B. Glorieux, Analysis of Surface Tension from Aerodynamic Levitation of Liquids, *J. Am. Ceram. Soc.*, 85(2002), 187–92.
- [3] F. Shen, J.-M. Khodadadi, M. C. Woods, J. K. R. Weber, B. Q. Li, Containerless Thermal Diffusivity Determination of High Temperature Levitated Spherical Specimen by Extended Flash Methods : Theory and Experimental Validation, *ASME J. Heat Transfer*, 119 (1997).
- [4] L. Dejaeghere, *Méthode de mesure par pyrométrie multispectrale et développement d'un dispositif à hautes températures*, thèse, Université de Bretagne Sud, 2016.
- [5] D. W. Bonnell, J. A. Treverton, A. J. Valerga, J. L. Margrave, *The Emissivities of Liquid Metals at Their Fusion Temperatures*. Jan 01, 1972.
- [6] C. Cagran, C. Brunner, A. Seifert, G. Pottlacher, Liquid-phase behaviour of normal spectral emissivity at 684.5 nm of some selected metals, *High Temperatures - High Pressures*, 34 (2002), 669 – 679.
- [7] ASME V&V. *Standard for Verification and Validation in Computational Fluids Dynamics and Heat Transfer*. New York: Three Park Avenue, 20 (2009).
- [8] M. N. Ozisik, *Heat Conduction*. 2nd Edition, New York: John Wiley & Sons; 1993.
- [9] M. N. Ozisik, H. R. B. Orlande, *Inverse Heat Transfer: Fundamentals and Applications*, New York: Taylor and Francis, 2000.

# Caractérisation des propriétés thermophysiques de mousses céramiques SiC par méthode Flash

Morgan SANS<sup>1\*</sup>, Vincent SCHICK<sup>1</sup>, Olivier FARGES<sup>1</sup>, Gilles PARENT<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d’Energétique et de Mécanique Théorique Appliquée

2 Avenue de la Forêt de Haye - 54500 Vandoeuvre-lès-Nancy

\*(auteur correspondant : morgan.laurent-sans@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Cet article est consacré à la description du transfert thermique couplé en conduction et en rayonnement au sein de mousses céramiques solides dans un cas instationnaire. Un modèle, basé sur des propriétés thermiques et radiatives équivalentes, associe une méthode de volumes finis pour résoudre l’équation de la chaleur et une méthode de Monte-Carlo pour estimer le terme source radiatif. Après la validation de la méthode sur des cas de référence, un modèle multi-couche est présenté. Ce travail constitue une étude préliminaire à la caractérisation thermique de ces matériaux par méthode Flash.

## Nomenclature

$C$	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	température, K	$r$	radiatif
$\mathbf{q}$	vecteur flux $W.m^{-2}$	$c$	conductif
$T$	température, K	$\nu$	fréquentiel
$P$	puissance, W	1	entrée
$N$	nombre de quanta	2	sortie
$I$	luminance, $W.m^{-2}.sr^{-1}$	$i$	élément de départ
$n$	indice de réfraction	$j$	élément d’arrivée
<i>Symboles grecs</i>		$e$	émis
$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$	$a$	absorbé
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>ARM</i>	Absorption Reciprocity Method
$\Omega$	domaine	<i>ERM</i>	Emission Reciprocity Method
$\Gamma$	frontières	<i>OARM</i>	Optimized Absorption Reciprocity Method
$\kappa$	coefficient d’absorption, $m^{-1}$	0	corps noir
$\tau$	épaisseur optique	$k$	numéro de l’expérience
$\sigma$	écart-type		

## 1. Introduction

À l’origine, la méthode de Monte Carlo pour résoudre l’Equation de Transfert Radiatif (ETR) dans les matériaux semi-transparents est apparue en 1964 lorsque les puissances de calculs restaient encore limitées [1]. Après de significatifs progrès, la méthode de Monte Carlo (MMC) fut utilisée comme référence pour valider d’autres méthodes déterministes basées sur la discrétisation de l’ETR tels que la méthode des ordonnées discrètes (MOD) ou encore la méthode des volumes finis (MVF). Actuellement, l’amélioration de la MMC permet une résolution directe du transfert radiatif couplé à une physique complexe et/ou à une géométrie complexe [2].

Il y a un intérêt grandissant pour le développement de techniques de modélisations appliquées à des physiques couplées. La description multidimensionnelle de problèmes, proposant une résolution de L’ETR au sein de composés absorbant-émettants et diffusant avec d’autres physiques, est encouragée par de nombreuses applications directes dans divers processus industriels. Nous retrouvons par exemple : les chambres de combustion [3], les interactions



turbulence-rayonnements [4], les boucliers radiatifs par rideaux d'eau [5] ou encore le thermoformage du verre [6].

En général, les simulations en régime permanent sont suffisantes pour résoudre de très nombreux problèmes. Néanmoins, il existe plusieurs applications où une étude transitoire est indispensable. Par exemple, la méthode Flash, utilisée pour la caractérisation de la diffusivité thermique, nécessite la construction d'un modèle décrivant l'évolution temporelle de la température en face arrière d'un échantillon suite à une excitation impulsionnelle. Le modèle utilisé pour l'inversion doit donc prendre en compte les physiques impliquées par l'expérience. Des études sur des matériaux semi-transparents ont conduit au développement de différents modèles conducto-radiatifs. Lazard et al.[7] ont réalisé un modèle unidimensionnel avec une approche quadripolaire pour le verre de silice et le séléniure de zinc. Schick et al.[8] ont publié un modèle tridimensionnel, où le transfert radiatif est décrit par une méthode Pn pour la caractérisation de liquides à haute température.

Cependant, les deux méthodes d'estimation du transfert radiatif peuvent être limitées par leurs hypothèses. L'approche quadripolaire représente l'une des rares solutions semi-analytiques. Malheureusement, la méthode devient complexe à mettre en œuvre pour des transferts bi ou tridimensionnels. D'autre part, la méthode Pn approche le terme source radiatif en décomposant la luminance sur une base de fonction de Legendre (le plus souvent limité à l'ordre 1). Par conséquent, ces deux méthodes peuvent présenter des biais lorsque les gradients de température sont élevés, lorsque l'épaisseur optique tend vers zéro ou pour décrire le transfert radiatif près des parois.

Le but de ce travail est de développer un modèle s'affranchissant des hypothèses précédentes et adapté à la caractérisation des propriétés thermiques de mousses céramiques. Il repose sur une méthode des volumes finis pour résoudre l'équation de la chaleur (EC) tandis que le transfert radiatif est estimé par une méthode de Monte-Carlo. La validation de la méthode est réalisée par comparaison avec différents cas de référence. Le problème conducto-radiatif est résolu dans un milieu supposé gris absorbant-émettant avec des conditions aux limites de Dirichlet et de Neumann. Les résultats sont comparés à des solutions semi-analytiques. Enfin, un modèle 2D axisymétrique et multicouche est présenté. Il alimentera l'algorithme d'inversion (Levenberg-Marcquardt) lors de futures caractérisations. Cet article constitue donc un travail préliminaire.

## 2. Méthodes

La méthode des volumes finis (MVF) est généralement utilisée pour résoudre les problèmes reposant sur la conservation de l'énergie :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T - \text{div}(\mathbf{q}_r) \quad \in \Omega \quad (1)$$

où  $\text{div}(\mathbf{q}_r)$  représente un terme source/puit volumique provenant des échanges radiatifs au sein du milieu. En écrivant (1) en terme de flux :

$$\int_{\Omega} \rho C \frac{\partial T}{\partial t} d\Omega = - \left( \int_{\Omega} \text{div}(\mathbf{q}_c) d\Omega + \int_{\Omega} \text{div}(\mathbf{q}_r) d\Omega \right) \quad (2)$$

La discrétisation de ce problème est basée sur la forme conservative suivante :

$$\int_{\Omega} \rho C \frac{\partial T}{\partial t} d\Omega = - \left( \int_{\Gamma} \mathbf{q}_c \cdot \mathbf{n} d\Gamma + \int_{\Omega} \text{div}(\mathbf{q}_r) d\Omega \right) \quad (3)$$

Après la définition de la géométrie (cartésienne, cylindrique ou sphérique) et des conditions limites (Dirichlet ou Neumann), nous appliquons un schéma centré en cellule sur le volume de contrôle. La méthode de Monte Carlo est alors utilisée pour l'estimation du terme source volumique  $\text{div}(\mathbf{q}_r)$ .

Etant donné que le domaine est discrétisé en un maillage avec des éléments de volume et de frontière, l'idée principale de la méthode de Monte-Carlo est de déterminer la puissance échangée entre deux éléments  $i$  et  $j$ . Pour se faire, un grand nombre de quanta est émis depuis les différents éléments. Chaque quantum est porteur d'une partie de l'énergie de  $i$  et est défini par une fréquence, une position et une direction. Lors de son déplacement, son énergie s'atténue selon une loi de Beer-Lambert. Ainsi, un élément  $j$  traversé par un quantum absorbe son énergie.

L'énergie portée par le quantum est initialisée en fonction de la puissance émise par l'élément  $i$  et du nombre de quanta désirés tel que  $E(s=0) = P_i^e / N_{\text{quanta}}$ . Le porteur d'énergie échange avec les cellules  $j$  tout au long de son chemin. Nous arrêtons de suivre le quantum lorsque son énergie devient trop faible (méthode de Roulette Russe) ou quand il sort du domaine (Interaction paroi). Un choix de paramètres efficaces est proposé dans l'article de Kobayashi et al. [9]. Pour les interactions entre les murs, un nombre aléatoire  $R_{\text{wall}}$  uniformément réparti entre 0 et 1 est comparé à la réflectivité du mur  $\rho_{\text{wall}}$ . Si  $R_{\text{wall}} \leq \rho_{\text{wall}}$  le rayon est réfléchi, sinon le rayon est absorbé ou transmis et nous arrêtons son suivi.

Le terme source radiatif d'une cellule  $i$  est défini comme le bilan entre l'énergie apportée et l'énergie reçue (méthode directe) par le reste du domaine tel que :

$$\text{div}(\mathbf{q}_r)_i = \sum_{i=0}^{N_{\text{elem}}} \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} (P_{ij,\nu}^{ea} - P_{ji,\nu}^{ea}) d\nu = P_e^i - \sum_{i=0}^N \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} P_{ji,\nu}^{ea} d\nu \quad (4)$$

Depuis, de nombreuses méthodes de réduction de variance ont été proposées pour minimiser le temps de calcul. Ainsi, il est possible d'obtenir la même qualité d'estimation pour un nombre bien plus faible de lancers. Ces techniques sont basées sur le principe géométrique de réciprocité (facteurs de formes). Jusqu'à présent, deux méthodes dites réciproques ont été développées [10] :

$$\text{div}(\mathbf{q}_r)_i^{\text{ARM}} = \sum_{i=0}^{N_{\text{elem}}} \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} P_{ji,\nu}^{ea} \left( \frac{I_{\nu}^0(T_i, n_i)}{I_{\nu}^0(T_j, n_j)} - 1 \right) d\nu \quad (5)$$

$$\text{div}(\mathbf{q}_r)_i^{\text{ERM}} = \sum_{i=0}^{N_{\text{elem}}} \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} P_{ij,\nu}^{ea} \left( 1 - \frac{I_{\nu}^0(T_j, n_j)}{I_{\nu}^0(T_i, n_i)} \right) d\nu \quad (6)$$

L'Emission Reciprocity Method (ERM) estime le flux radiatif d'une partie du domaine en calculant l'intégrale du flux radiatif absorbé par le reste du domaine. Réciproquement, l'Absorption Reciprocity Method (ARM) estime le terme source radiatif en réalisant l'intégrale de l'énergie provenant du domaine et absorbée par l'élément considéré. Il est à noter que, de par cette formulation, deux éléments à la même température possèdent la même luminance et n'imposent donc aucun échange radiatif. Cela a pour effet de réduire drastiquement la variance.

Il a été démontré que l'ERM ne permet pas une estimation précise des termes sources radiatifs des éléments les plus froids du domaine en raison d'un biais de distribution fréquentielle [11]. Ainsi, les régions froides émettent dans une gamme spectrale définie aux basses fréquences alors que la partie principale de l'énergie échangée provient des régions chaudes caractérisées par des hautes fréquences. D'une part, Zhang et al [12] développent une méthode étendue nommée Optimized Emission Reciprocity Method (OERM), qui impose une distribution fréquentielle basée sur la température la plus chaude. D'autre part, Dupoirieux et al. [11] proposent une amélioration en combinant les avantages des deux méthodes précédentes. Optimized Reciprocity Method (ORM) utilise l'ERM dans les zones chaudes et l'ARM dans les zones froides.

Le calcul de la solution est réalisé par itération en temps. Premièrement, les propriétés géométriques, conductives et radiatives sont définies. Ensuite, le maillage et le champ de température sont initialisés. Un schéma implicite calcule la solution à l'itération  $n + 1$  et renvoie un nouveau champ de température. Ce champ de température est une donnée d'entrée pour la méthode de Monte-Carlo, qui renvoie le champ des sources/puits correspondant. Finalement, le terme  $\text{div}(\mathbf{q}_r)$  est réinjecté dans l'équation de l'énergie et un nouveau pas de temps est réalisé. Nous pouvons remarquer que le champ source volumétrique est supposé constant entre deux intervalles de temps. Cet algorithme considère donc un couplage faible entre les deux équations (EC et ETR). Par conséquent, afin d'éviter les instabilités numériques, il est important de prendre un pas de temps minimisant l'erreur. Un pas de temps adaptatif est donc implémenté et impose le critère de convergence suivant :

$$\max \frac{|T_i^{n+1} - T_i^n|}{T_i^n} \leq \epsilon \quad (7)$$

De plus, afin de contrôler la précision, il est nécessaire de définir, pour chaque pas de temps, un critère de convergence de la divergence du flux radiatif. Pour l'ERM, le terme source est estimé cellule par cellule, nous pouvons donc augmenter le nombre de chemins optiques tant que la variance n'est pas suffisamment faible. L'écart relatif est estimé et comparé à un critère arbitraire. Lorsque le critère est atteint, nous passons à l'élément suivant.

Pour l'ARM, l'idée reste la même cependant la comparaison n'est pas faite pour chaque élément mais en réalisant la moyenne spatiale du champ radiatif estimé. De plus, tous les éléments de volume et de surface sont traités indépendamment. Lorsque la somme des écarts relatifs devient inférieure au critère, le champ radiatif est transmis à l'équation de l'énergie et nous atteignons l'itération temporelle suivante. Dans certains problèmes, il est possible que la divergence du flux radiatif tende vers 0, cela signifie que la puissance radiative échangée est nulle et rend le critère de convergence impossible à atteindre. Dans ce cas, nous définissons une limitation uniquement sur l'écart-type.

La partie principale des outils nécessaires est maintenant définie. Dans la partie suivante, le modèle présenté est validé sur des cas de références avec des solutions fiables.

### 3. Résultats

#### 3.1. Validation

La géométrie étudiée est une plaque chaude gardée qui contient un milieu gris absorbant-émettant d'épaisseur optique  $\tau = 1$ . Les murs sont supposés noirs et leur température est imposée. Le problème est 1D. Les deux plaques sont donc infinies de températures  $T_{chaud}$

et  $T_{froid} = T_{chaud}/2$  ou  $T_{froid} = T_{chaud}/10$ . Le matériau est à  $T_{froid}$  lorsque  $t = 0s$ . La résolution est effectuée sur un maillage régulier de 21 nœuds. Cet exemple, initialement présenté par Viskanta et al.[13] est intéressant car sa solution est semi-analytique. De plus, les auteurs présentent des résultats pour de forts gradients de température et des transferts radiatifs importants. Définissons le nombre de Stark tel que  $N = \kappa\lambda/4\sigma T_{chaud}^3$ , qui représente le rapport du flux par conduction sur le flux par rayonnement. Lorsque  $N$  tend vers l'infini, la partie principale du transfert de chaleur est purement réalisée par conduction. La Figure. 1a montre l'évolution spatiale de la température adimensionnée ( $T^* = T/T_{chaud}$ ) le long de la coordonnée spatiale  $y^*$  à l'état stationnaire.

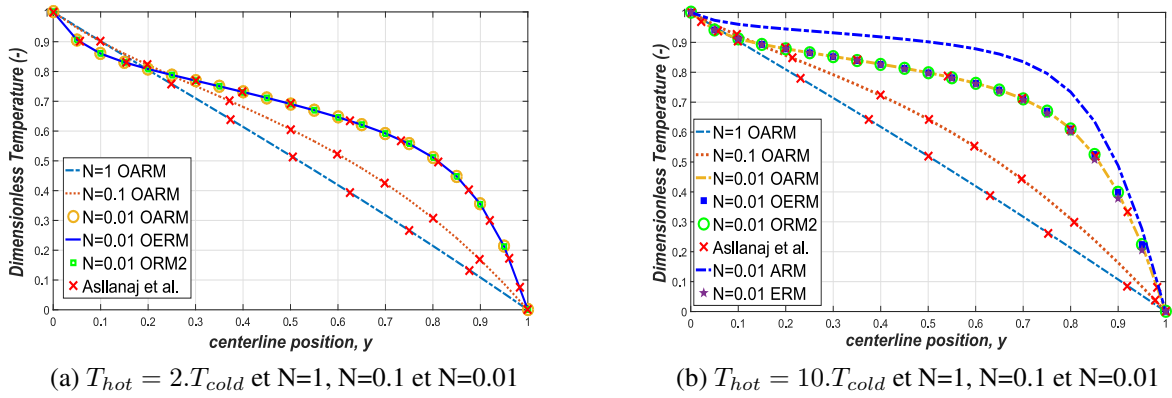


Figure 1: Méthode plaque chaude gardée

Les différentes méthodes sont en bon accord avec les résultats présentés dans la littérature pour  $N \in [0.1; +\infty]$ . D'autre part, la Figure 1b indique que le choix entre les différentes méthodes d'estimation du terme source devient important lorsque les échanges par rayonnement s'intensifient. En effet, alors que l'ERM sous-estime légèrement le transfert radiatif, l'ARM la surestime totalement et n'est pas appropriée.

Afin d'améliorer la stabilité et la précision de la méthode, nous avons décidé d'étendre la méthode d'absorption vers une version optimisée. En appliquant une démarche similaire à l'OERM, nous proposons la méthode Optimized Absorption Reciprocity (OARM) en imposant une distribution fréquentielle des échanges avec un facteur de correction dépendant de l'élément le plus chaud du domaine. Elle se définit comme :

$$\text{div}(\mathbf{q}_r)_i^{OARM} = \sum_{i=0}^N P_{ji}^e(T_{max}) \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \left( \frac{I_{\nu}^0(T_i, n_i)}{I_{\nu}^0(T_j, n_j)} - 1 \right) \left( \frac{I_{\nu}^0(T_j)}{I_{\nu}^0(T_{max})} \right) d\nu \quad (8)$$

Nous proposons également d'utiliser la formulation OERM lorsque  $T_i \geq T_j$  et OARM sinon. Cette extension de l'ORM est référencée ici en tant que ORM2. La Figure 1b indique que l'OARM et l'ORM2 sont en bon accord avec la solution semi-analytique de Viskanta et al [13].

La Figure 2a montre l'écart relatif en fonction de la position lorsque nous répétons une certaine d'expériences numériques. D'une part, les deux méthodes par émission (ERM et OERM), nous constatons que l'écart relatif est bien plus élevé pour les régions froides. D'autre part, en terme de biais et d'écart-type, nous constatons que l'OARM apparaît comme une réelle amélioration de l'ARM. Enfin, l'ORM2 semble représenter un bon compromis avec un écart

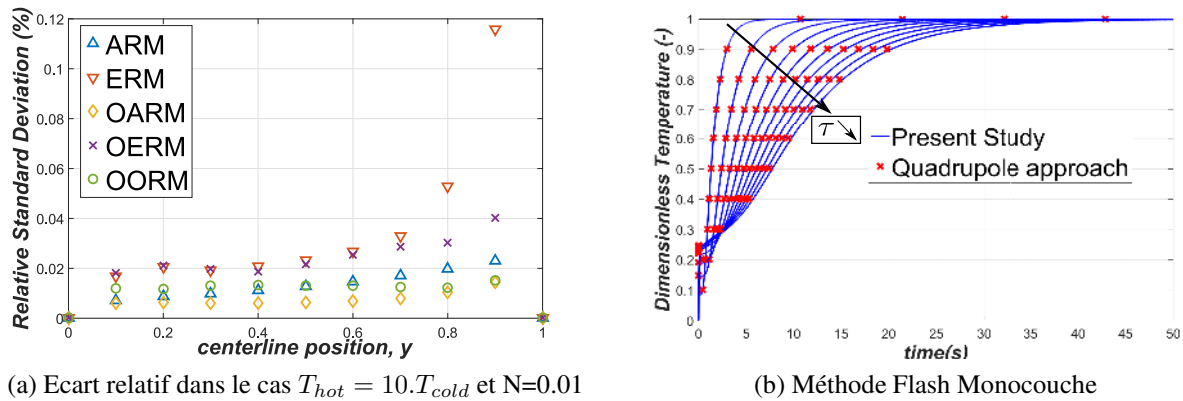


Figure 2: Validation méthode de Monte-Carlo

relatif faible et équilibré entre les régions chaudes et froides.

La Figure 2b démontre la validité de cette méthode couplée pour une application instationnaire telle que la méthode Flash. Dans un cas 1D, mono-couche et conducto-radiatif ( $N = 1$  et  $\tau \in [0.1; 1]$ ), nous comparons la méthode développée avec une approche par quadripôle thermique. L'évolution temporelle de la température en face arrière d'un échantillon possédant des parois adiabatiques est représentée. Nous observons une bonne adéquation entre les deux méthodes. Il existe cependant un léger écart aux temps courts, justifié par une hypothèse de linéarité du rayonnement dans l'approche par quadripôle thermique.

Une comparaison de la méthode de Monte-Carlo avec d'autres cas-tests ont été effectués. Les cas d'une enceinte carrée, d'un cylindre infini ou d'une résolution de l'ETR basée sur la méthode des harmoniques sphériques (méthode Pn) ne sont pas présentés ici mais valident ce modèle pour différentes géométries et différentes conditions aux limites.

### 3.2. Modèle Multi-couches

Dans certains cas, lorsque l'épaisseur optique tend vers 0 ou en raison de la géométrie du milieu, une partie de l'impulsion thermique traverse l'échantillon et peut directement atteindre l'instrument de mesure. De plus, lorsqu'il s'agit de caractériser un milieu poreux, il est difficile d'accéder à une mesure de la température surfacique pertinente. Afin d'éviter cela, l'échantillon est alors placé entre deux couches d'un milieu très diffusif et opaque comme le laiton (à l'ambiante) ou le titane (à haute température). Nous considérons la géométrie décrite dans la Figure 3a correspondant à un problème asymétrique 2D et multicouches. Seul le milieu au centre (en rouge) est semi-transparent tandis que les deux couches diffusives sont représentées en bleu. Le schéma *volume fini* provenant de la discrétisation de l'équation de la chaleur est différent si le noeud considéré se situe en volume/frontière/interface solide-solide ou dans un matériau opaque/semi-transparent.

Dans un premier temps, une validation du modèle est réalisée sur un logiciel commercial (FlexPDE©) en conduction pure. Ensuite, le couplage avec la résolution de l'ETR par méthode de Monte-Carlo est ajouté. Si la conservation de l'énergie est respectée et si le système est adiabatique, la température finale atteinte par l'échantillon est indépendante du mode de transport de la chaleur. La diffusivité et la conductivité thermique sont fixées et nous modifions la valeur de l'épaisseur optique pour moduler l'importance du transfert par rayonnement devant le

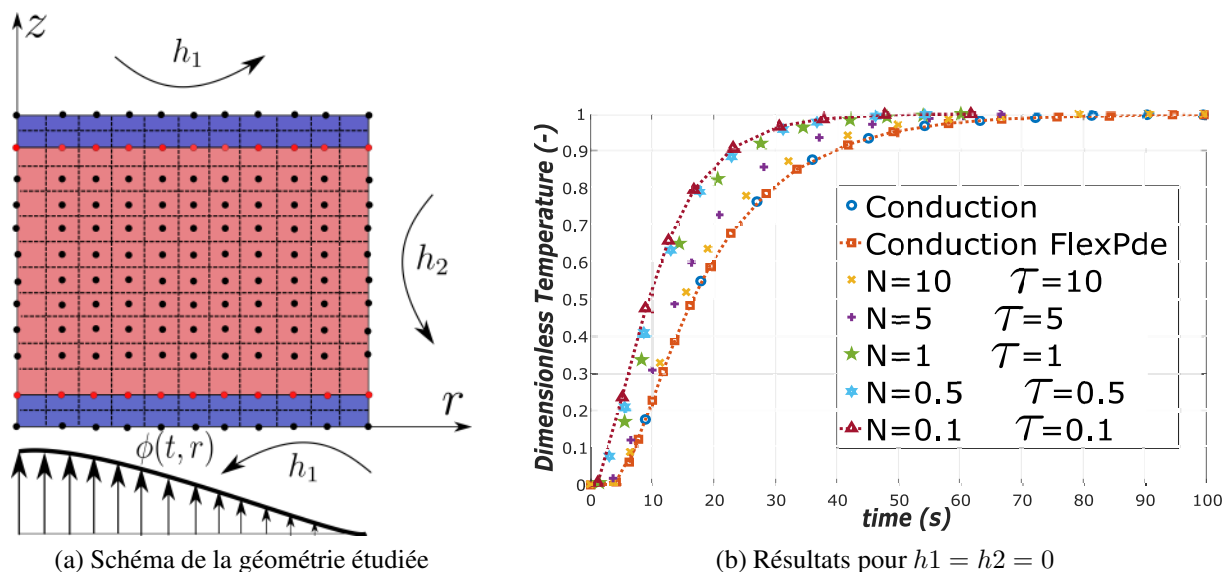


Figure 3: Méthode Flash tricouche 2D axisymétrique

transfert par conduction. Ces résultats sont présentés sur la Figure 3b. Nous remarquons la disparition du saut de température (présent dans un cas monocouche comme sur la Figure 2b) aux temps courts induit par la présence des semelles absorbantes. Le résultat obtenu est cohérent puisque l'élévation en température augmente avec la diminution du nombre de Starck. En effet, il est bien connu que le transfert par rayonnement, dont le temps caractéristique est faible, homogénéise et accélère les échanges d'énergie. Ce modèle est donc validé et sera utilisé pour alimenter les algorithmes d'inversion pour de la caractérisation à haute température. La force de la méthode de Monte-Carlo réside dans sa grande flexibilité. Il devient possible de facilement prendre en compte des phénomènes complexes à modéliser tel que la dépendance spectrale des propriétés radiatives, les phénomènes de diffusion et des conditions aux limites radiatives spéculaires ou diffuses. Bien que cette approche demande un temps de calcul plus long qu'une méthode Pn ou quadripolaire elle s'affranchit de nombreuses hypothèses.

#### 4. Conclusion

Dans cette communication, un modèle couplant des transferts de chaleur par conduction et par rayonnement est présenté. L'équation de la chaleur est résolue par la méthode déterministe des volumes finis tandis que l'ETR est résolue par une méthode stochastique de Monte-Carlo. Un couplage faible est réalisé entre les deux équations. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux algorithmes de réduction de variance afin d'optimiser l'estimation de la divergence du flux radiatif et ainsi réduire les temps de calcul. A partir d'une modification de la distribution fréquentielle des porteurs d'énergies, une amélioration de l'Absorption Reciprocity Method et de l'Optimized Reciprocity Method est proposée. Les résultats obtenus sont comparés à deux cas-tests présentant une solution semi-analytique. Ce modèle est en bon accord avec les résultats obtenus sur l'exemple de la plaque chaude gardée (1D stationnaire) et la méthode Flash (1D instationnaire). De plus, le cas d'un tricouche 2D axisymétrique est développé. Il sera utilisé à l'avenir lors de la caractérisation des propriétés thermiques de mousses céramiques solides à haute température. Les optimisations apportées permettent de réaliser rapidement plusieurs calculs directs essentiels lors de l'inversion. Actuellement, des caractérisations ont été

réalisées sur des échantillons de mousses en carbure de silicium à température ambiante. Des essais jusqu'à 1000°C sont prévus prochainement et feront l'objet d'une étude postérieure.

### Références

- [1] J. R. Howell, M. Perlmutter, Monte Carlo solution of thermal transfer through radiant media between gray walls, *Journal of heat transfer* 86 (1) (1964) 116–122.
- [2] R. Fournier, S. Blanco, V. Eymet, M. E. Hafi, C. Spiesser, Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm, *Journal of Physics : Conference Series* 676 (2016) 012007. doi :10.1088/1742-6596/676/1/012007.
- [3] J. Zhang, O. Gicquel, D. Veynante, J. Taine, Monte Carlo method of radiative transfer applied to a turbulent flame modeling with LES, *Comptes Rendus Mécanique* 337 (6-7) (2009) 539–549. doi :10.1016/j.crme.2009.06.024.
- [4] P. Coelho, Numerical simulation of the interaction between turbulence and radiation in reactive flows, *Progress in Energy and Combustion Science* 33 (4) (2007) 311–383. doi :10.1016/j.pecs.2006.11.002.
- [5] P. Boulet, A. Collin, G. Parent, Monte Carlo simulation of radiation shielding by water curtains, *Computational thermal radiation in participating media 2* (2006) 5–7.
- [6] B. L. Corre, A. Collin, L. Soudre-Bau, Y. Meshaka, G. Jeandel, Glass sagging simulation with improved calculation of radiative heat transfer by the optimized reciprocity Monte Carlo method, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 70 (2014) 215–223. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.10.068.
- [7] M. Lazard, S. André, D. Maillet, Diffusivity measurement of semi-transparent media : model of the coupled transient heat transfer and experiments on glass, silica glass and zinc selenide, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47 (3) (2004) 477–487. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.07.003.
- [8] V. Schick, B. Remy, A. Degiovanni, F. Demeurie, J. Meulemans, P. Lombard, Measurement of Thermal Conductivity of Liquids at High Temperature, *Journal of Physics : Conference Series* 395 (2012) 012078. doi :10.1088/1742-6596/395/1/012078.
- [9] H. Kobayashi, H. Iwabuchi, A coupled 1-D atmosphere and 3-D canopy radiative transfer model for canopy reflectance, light environment, and photosynthesis simulation in a heterogeneous landscape, *Remote Sensing of Environment* 112 (1) (2008) 173–185. doi :10.1016/j.rse.2007.04.010.
- [10] L. Tessé, F. Dupoirieux, B. Zamuner, J. Taine, Radiative transfer in real gases using reciprocal and forward Monte Carlo methods and a correlated-k approach, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (13) (2002) 2797–2814.
- [11] F. Dupoirieux, L. Tessé, S. Avila, J. Taine, An optimized reciprocity Monte Carlo method for the calculation of radiative transfer in media of various optical thicknesses, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (7-8) (2006) 1310–1319. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.10.009.
- [12] Y. Zhang, O. Gicquel, J. Taine, Optimized Emission-based Reciprocity Monte Carlo Method to speed up computation in complex systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (25-26) (2012) 8172–8177. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.05.028.
- [13] R. GROSH, R. VISKANTA, *Journal of Heat Transfer* 84 (1962) 63.

# Etude d'une méthode de caractérisation thermique de couches minces par technique opto-électro-thermique sur données synthétiques

Christophe RODIET<sup>1,2</sup>, Yvan CUMINAL<sup>1</sup>, Alain FOUCARAN<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Électronique et des Systèmes (IES – UMR 5214, CNRS)  
Université de Montpellier-2, 860 Rue St - Priest, 34090 Montpellier

<sup>2</sup> EPF Montpellier, 21 boulevard Berthelot, 34000 Montpellier

\*(auteur correspondant : [christophe.rodiet@epf.fr](mailto:christophe.rodiet@epf.fr) ou [christophe.rodiet@ies.univ-montp2.fr](mailto:christophe.rodiet@ies.univ-montp2.fr))

**Résumé** - Une méthode de Monte Carlo est utilisée pour comparer deux modèles d'estimations de conductivités thermiques de couches minces diélectriques permettant de prendre en compte la présence d'une résistance d'interface, ainsi que la forme temporelle de l'excitation. L'originalité du travail réside principalement dans la mise en place d'un modèle réduit associé à un critère simple permettant de déterminer l'intervalle temporel optimal d'estimation permettant de minimiser l'erreur totale (écart-type + biais dû aux paramètres supposés connus) sur les valeurs estimées, et d'améliorer ainsi la précision et la robustesse des méthodes d'estimation.

## 1. Introduction

Bien que le contexte des méthodes présentées dans ce papier soit celui de la caractérisation thermique de couches minces diélectriques micrométriques, notons que la démarche et les modèles présentés sont transposables à la caractérisation thermique de matériaux massifs.

Les couches minces sont largement utilisées pour la conception de composants électroniques, optoélectroniques, de cellules photovoltaïques, ou encore comme revêtements (optiques, thermiques, mécaniques,...). La connaissance de leurs propriétés thermiques joue alors un rôle essentiel pour la détermination de la fiabilité, de l'optimisation des performances, et de la gestion thermique de nombreux systèmes. Cependant, la caractérisation thermique de matériaux déposés en couches minces mène à de nombreuses difficultés. En effet, leurs propriétés thermiques sont fortement corrélées à leur microstructure, dépendant ainsi de l'épaisseur et de la température. De plus, il peut y avoir présence potentielle d'effets expérimentaux non idéaux (du point de vue de la simplicité de modélisation) tels que : semi-transparence de la couche mince [1, 2], résistances thermiques d'interfaces (entre film/substrat/capteur) pouvant devenir non négligeables [3, 4], rapport signal sur bruit pouvant être dégradé, voire, un changement de régime thermique diffusif en régime balistique (films nanométriques)... Par ailleurs, les films minces ayant des temps de réponse thermique extrêmement faibles, il est nécessaire de mettre en place des méthodes spécifiques afin de pouvoir les caractériser.

Sur le plan expérimental, il existe principalement deux grandes classes de méthodes utilisées pour la caractérisation thermique de couches minces (hors méthodes de microscopie à sondes locales, principalement utilisées pour des caractérisations nanométriques) : les méthodes photothermiques (modulées ou non) [5, 6, 7] et les méthodes électriques [8, 9, 10]. Contrairement au contexte de la caractérisation thermique de matériaux opaques « massifs », celui de la caractérisation de couches minces n'implique plus nécessairement que les méthodes optiques soient moins intrusives que les méthodes électriques (par contact). Cela notamment à cause du possible caractère semi-transparent des couches minces, impliquant généralement de devoir les recouvrir d'un film opaque afin d'absorber et d'émettre l'énergie en surface.

C'est donc dans ce cadre qu'une méthode de caractérisation thermique hybride basée sur un principe d'excitation optique (laser) et de mesure électrothermique va être présentée (section 2). Les modèles thermiques utilisés reposent sur une modélisation quadripolaire (section 3), conjointement utilisés avec un critère de détermination d'intervalle temporel optimal d'estimation (section 4), améliorant ainsi la précision et la robustesse des méthodes d'estimation. Les performances de ces dernières seront comparées numériquement (section 5) sur des données bruitées et non bruitées à l'aide d'une méthode de Monte Carlo.



## 2. Présentation du Problème

Bien qu'aucune validation expérimentale ne soit présentée dans ce papier (le banc n'étant pas pleinement finalisé), les données sont néanmoins en conformité avec le matériel envisagé pour les essais expérimentaux. Des représentations schématiques du banc expérimental et de la cellule de mesure, ainsi qu'une synthèse des résultats numériques obtenus à l'aide de la méthode proposée (cf. section 5), sont données respectivement en Figure 1, Figure 2 et Figure 3.

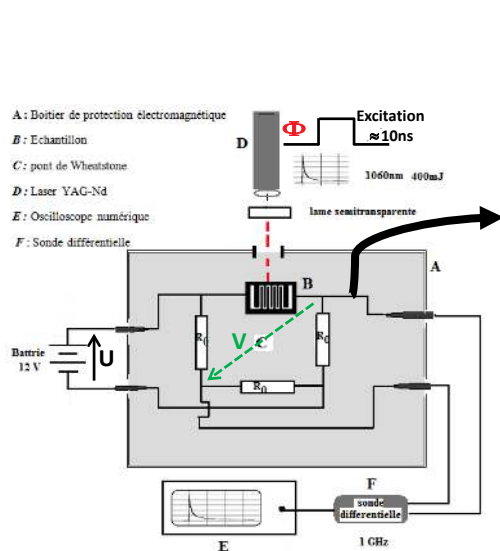


Figure 1 : Représentation schématique du banc expérimental

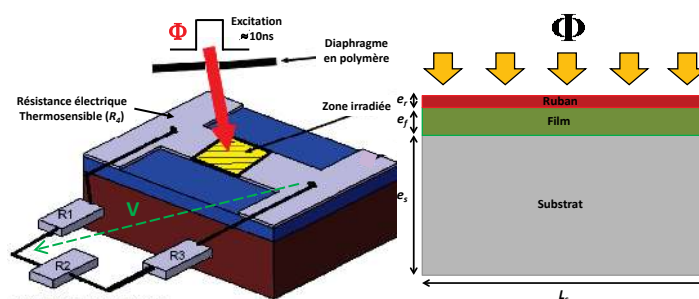


Figure 2 : Représentation schématique de la cellule de mesure

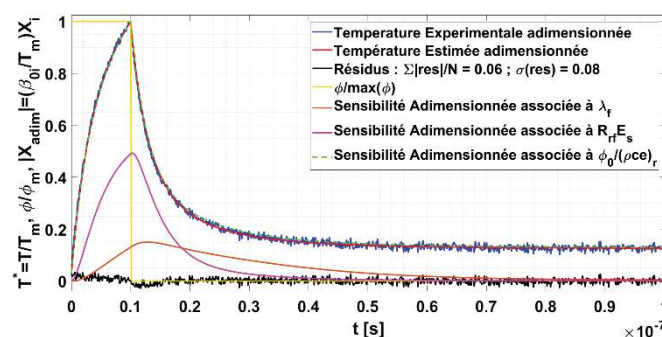


Figure 3 : Thermogrammes réduits simulés et estimés, Sensibilités adimensionnées, et flux normalisé

La méthode de mesure consiste à déposer un ruban métallique (aluminium, d'épaisseur  $e_r=100\text{nm}$ ) sur un film mince diélectrique (épaisseur  $e_f=2\mu\text{m}$  et conductivité  $\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) à caractériser, puis à relier ce ruban (faisant office de résistance électrique) au sein d'un pont de Wheatstone équilibré (cf. Figure 1 et Figure 2).

La thermo-dépendance de la résistance électrique du ruban (1) servira de transducteur afin de déterminer la variation de température de surface du matériau (2). La méthode expérimentale consiste alors à chauffer le ruban à l'aide d'une excitation laser brève (10ns), une photodiode permettant de déterminer expérimentalement la forme temporelle de l'excitation, puis à déterminer sa variation de température  $\Delta T$  induite par diffusion dans le matériau.

En supposant que l'élévation de température du ruban est faible (élévation de température inférieure à 10K), la thermo-dépendance de la résistance électrique du ruban peut être définie (de même que celle des autres résistances du pont) par :

$$R_i(T_i) = R_0(1 + k_i \Delta T_i) = R_0 + \Delta R_i(T_i) \quad ; \quad \Delta T_i = T_i(t) - T_i(t=0) \quad (1)$$

De plus, afin de simplifier la présentation du problème, si l'on suppose que le pont de Wheatstone est initialement équilibré (i.e  $R_i = R_0, \forall i \in \llbracket 1 ; 4 \rrbracket \Rightarrow V = 0$ ), et que durant toute la phase de mesure les résistances (autres que le ruban) ont des variations négligeables devant celle du ruban (faible auto-échauffement par effet Joule et  $k_i \ll k_4, \forall i \in \llbracket 1 ; 3 \rrbracket$ ), alors la variation  $\Delta V$  de la tension de déséquilibre du pont est donnée en 1<sup>ère</sup> approximation par :

$$\Delta V \underset{\Delta R_i \ll R_0}{\simeq} \frac{\Delta R_4}{4R_0} U = \frac{k_4 U}{4} \Delta T_4 \equiv K \Delta T_r, \quad K = cste \quad (2)$$

### 3. Modélisation et Simplification du Problème

Il reste alors à modéliser le transfert de chaleur responsable de la variation  $\Delta T_r$  de la température du ruban. Pour cela, on supposera que le transfert de chaleur est 1D instationnaire et purement diffusif (grande largeur du ruban et durée de mesure très courte ( $\sim 1\mu s$ ) vis-à-vis du temps diffusif dans le plan). Les extensions latérales du problème 1D sont celles du ruban (supposé intégralement irradié et de façon uniforme par un faisceau laser de diamètre 1cm), et la diffusion a lieu suivant l'épaisseur du tricouche {ruban/film/substrat} (cf. Figure 2). De plus, on négligera également les échanges par transfert radiatif au sein du tricouche (conductivité radiative équivalente du film  $\lambda_r \leq 0,015 W.m^{-1}.K^{-1}$ ). Dans ce cas, une modélisation par quadripôles thermiques est possible [11] et consiste à décrire le problème dans l'espace de Laplace sous la forme schématique de la Figure 4.

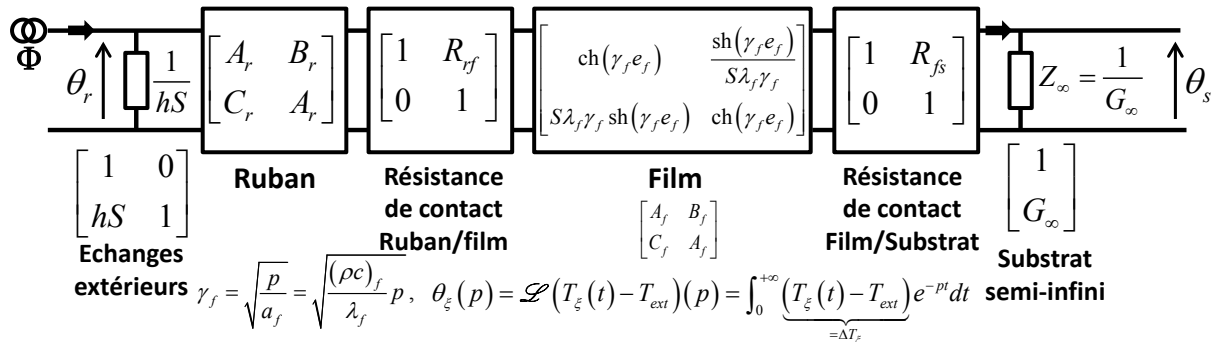


Figure 4 : Représentation quadripolaire du transfert de chaleur au sein du tricouche

Dans cette représentation quadripolaire, le substrat a été modélisé par un milieu semi-infini d'impédance  $Z_\infty$  (avec  $G_\infty = \sqrt{\lambda_s \rho_s c_s} \sqrt{p} = E_s \sqrt{p} = 1406 \sqrt{p}$ ;  $E_s$  représentant l'effusivité du substrat) compte tenu de son grand temps de diffusion ( $\tau_{cd}^s = e_s^2/a_s \approx 1,6 s$ , avec  $a_s = \lambda_s/(\rho c)_s$  la diffusivité,  $e_s=1mm$  et  $\lambda_s = 1,09 W.m^{-1}.K^{-1}$ ), vis-à-vis de la durée de mesure.

Ainsi, en prenant pour hypothèse que le flux est négligeable en face-arrière du substrat, la température de la face-avant du film a pour expression dans l'espace de Laplace (cf. Figure 4), avec  $\Phi(p) = \varphi_0 \Phi^*(p)$  ( $\varphi_0$  représentant le maximum du flux absorbé en face avant par le ruban) :

$$\theta_r(p) = \frac{(A_r \mathcal{A}_f + B_r C_f)(1 + R_{fs} G_\infty) + (A_r \mathcal{B}_f + B_r A_f) G_\infty}{(A_r \mathcal{C}_r + \mathcal{C}_r C_f)(1 + R_{fs} G_\infty) + (\mathcal{B}_f \mathcal{C}_r + \mathcal{C}_r A_f) G_\infty} \Phi(p) \quad (3)$$

$$\mathcal{A}_f = (A_f + R_{rf} C_f) ; \quad \mathcal{B}_f = (B_f + R_{rf} A_f) ; \quad \mathcal{C}_r = (hS A_r + C_r) ; \quad \mathcal{C}_f = (hS B_r + A_r)$$

Modèle qui sera utilisé pour les simulations du champ de température « expérimental » (cf. Figure 3).

Dans le cas où le ruban est modélisé par une capacité pure, l'expression devient :

$$\theta_r(p) = \frac{[A_f + (A_f R_{fs} + B_f) G_\infty + R_{rf} [C_f + (C_f R_{fs} + D_f) G_\infty]] \Phi(p)}{(hS + C_r) [A_f + (A_f R_{fs} + B_f) G_\infty] + [(hS + C_r) R_{rf} + 1] [C_f + (C_f R_{fs} + D_f) G_\infty]} \quad (4)$$

Enfin, compte tenu de la faible élévation de température du ruban métallique ( $\Delta T < 10K$ ), de sa faible émissivité ( $\epsilon_r < 0,1$ ), du « faible » temps d'estimation ( $1\mu s$ ) (due au faible temps de réponse du film) et du caractère isolant du substrat ; une analyse de sensibilités (cf. (12) et Figure 5) aux différents paramètres  $\beta_i$  de (3) (cf. légende de la Figure 5 pour la liste des différents paramètres), montre que l'on peut s'affranchir de la prise en compte de la résistance d'interface  $R_{fs}$  entre le film et le substrat, ainsi que du coefficient d'échange global  $h$  (par radio-conducto-convection) en face avant.

L'influence du biais de modèle dû à la modélisation du ruban par une capacité thermique pure ( $C_r/p = \rho_r c_r e_r = 2,4e6 J.m^{-3}.K^{-1}$ ) et de la non prise en compte de  $R_{rf} = 10^{-8} K.W^{-1}$  et  $h = 0,31 W.m^{-2}.K^{-1}$  est illustrée Figure 6 et Figure 8.

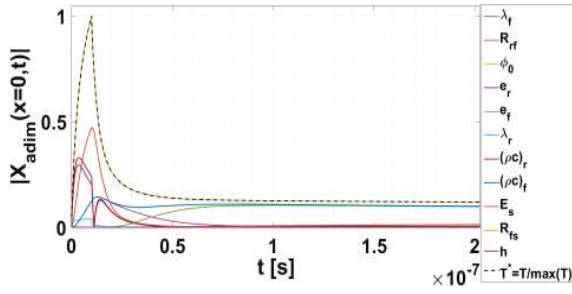


Figure 5 : Sensibilités adimensionnées aux paramètres du modèle (3)

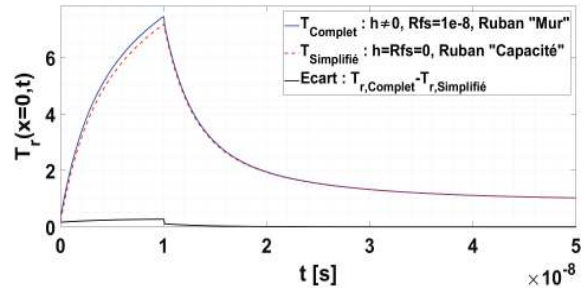


Figure 6 : Thermogrammes du « modèle complet » (3) et du modèle simplifié (4)

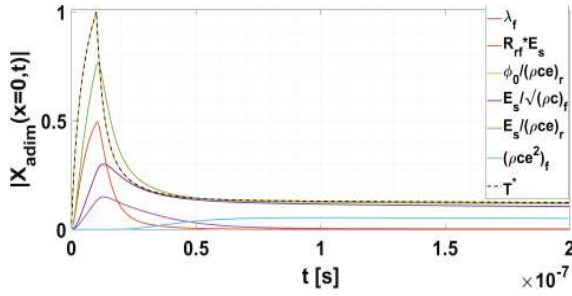


Figure 7 : Sensibilités adimensionnées aux paramètres du modèle (5)

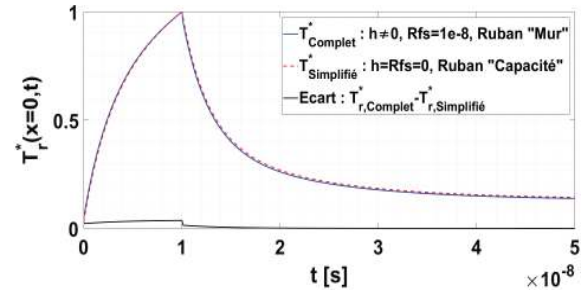


Figure 8 : Thermogrammes normalisés du « modèle complet » (3) et du modèle simplifié (4)

Ainsi, supposant un coefficient d'échange global nul ( $h=0$ ) et une résistance d'interface nulle entre le film et le substrat ( $R_{fs}=0$ ), l'expression (4) se simplifie sous la forme (avec  $\alpha_f = \gamma_f e_f$  et  $E = \sqrt{\lambda \rho c}$ ) :

$$\theta_r(p) = \frac{\left[1 + \frac{E_s}{E_f} \text{th}(\alpha_f)\right] + \left[1 + \frac{E_f}{E_s} \text{th}(\alpha_f)\right] R_{rf} E_s \sqrt{p}}{p \left[1 + \frac{E_s}{E_f} \text{th}(\alpha_f)\right] + \left[1 + \frac{E_f}{E_s} \text{th}(\alpha_f)\right] + \left[\frac{E_s}{(\rho c e)_r} + R_{rf} E_s p\right] \sqrt{p}} \frac{\varphi_0}{(\rho c e)_r} \Phi^*(p) \quad (5)$$

Bien que cette expression fasse apparaître un minimum de paramètres à estimer (5 paramètres), afin de pouvoir estimer directement la conductivité des matériaux, l'expression précédente est réécrite sous la forme :

$$\theta_r(p) = \frac{\left[1 + \frac{\beta_4}{\sqrt{\beta_1}} \text{th}\left(\frac{\sqrt{\beta_6 p}}{\sqrt{\beta_1}}\right)\right] + \left[1 + \frac{\sqrt{\beta_1}}{\beta_4} \text{th}\left(\frac{\sqrt{\beta_6 p}}{\sqrt{\beta_1}}\right)\right] \beta_2 \sqrt{p}}{p \left[1 + \frac{\beta_4}{\sqrt{\beta_1}} \text{th}\left(\frac{\sqrt{\beta_6 p}}{\sqrt{\beta_1}}\right)\right] + \left[1 + \frac{\sqrt{\beta_1}}{\beta_4} \text{th}\left(\frac{\sqrt{\beta_6 p}}{\sqrt{\beta_1}}\right)\right] + [\beta_5 + \beta_2 p] \sqrt{p}} \beta_3 \Phi^*(p) \quad (6)$$

$$\beta_1 = \lambda_f ; \quad \beta_2 = R_{rf} E_s ; \quad \beta_3 = \frac{\varphi_0}{(\rho c e)_r} ; \quad \beta_4 = \frac{E_s}{(\rho c)_f} ; \quad \beta_5 = \frac{E_s}{(\rho c e)_r} ; \quad \beta_6 = (\rho c e^2)_r$$

Puis par inversion numérique de Laplace (basée sur l'algorithme de De Hoog [12]), on obtient alors le champ de température théorique dans le domaine temporel :

$$\Delta T_r(t) = T_r(t) - T_{ext} = \mathcal{L}^{-1}(\theta_r(p))(t) = h_r(t) \otimes \beta_3 \varphi^*(t) \quad (7)$$

On se propose alors de comparer deux modèles, tous deux basés sur l'expression (7). Le premier sera basé sur le champ de température « brut » (Figure 6) alors que le second sera basé sur le champ de température normalisé (Figure 8), i.e. divisé par une température de référence  $T_{ref}$  que l'on déterminera dans la suite. Notons que les sensibilités adimensionnées sont définies par :

$$X_{adim,ki} \equiv X_{ki}^*(t_k) = \frac{\beta_i}{T_{ref}} X_{ki}(t_k) = \frac{\beta_i}{T_{ref}} \frac{\partial \Delta T(t_k)}{\partial \beta_i} \quad (8)$$

## 4. Méthodes d'Estimation

Tout d'abord, notons que le modèle (6) est en l'état inadapté à l'estimation simultanée de l'ensemble des 6 paramètres apparaissant dans le modèle, car le problème fonctionnel est mal posé au sens d'Hadamard [13] et par conséquent numériquement mal conditionné. La solution envisagée consiste alors à réduire le nombre de paramètres à estimer en supposant les autres comme étant connus, car de faible impact sur la mesure ou éventuellement mesurés par des méthodes annexes réputées robustes et précises. Cela a pour effet de régulariser le problème initial, de diminuer la variance sur les paramètres estimés, mais également d'induire potentiellement un biais  $\mathbf{b}_{\hat{\beta}}$  (cf. eq. (12)), comme cela sera mis en évidence en section 5. Dans cette idée de réduction du nombre de paramètres à estimer, on englobera le produit  $K \cdot \beta_3$  (cf. (2) et (7)) dans le paramètre  $\beta_3$ , et on supposera connu les 3 paramètres  $\beta_c = (\beta_i)_{i \in \{4; 6\}}$  (cf. (6)), qui seront fixés à une valeur nominale  $\beta_c^{nom}$  (pouvant différer de la valeur exacte  $\beta_c^{exact}$ ), ne laissant ainsi que les 3 paramètres  $\beta_r = (\beta_i)_{i \in \{1; 3\}}$  à estimer. On se propose de comparer deux méthodes d'estimation. La première, appelée « Méthode-1 », consiste à effectuer les estimations directement à l'aide du champ de température  $\Delta T_r(t)$  ; la seconde méthode, appelée « Méthode-2 », consiste à travailler en température normalisée  $\Delta T_r^*(t) = \Delta T_r(t) / \max(\Delta T_r(t))$ , méthode fréquemment utilisée par le passé, notamment lorsque peu de points pouvaient être utilisés pour l'estimation des paramètres.

Les méthodes d'estimations proposées sont basées sur la méthode des moindres carrés, associée à un algorithme de descente de type Levenberg-Marquardt régularisé [14] consistant, ici, à minimiser dans le domaine temporel l'écart quadratique entre la température mesurée expérimentalement (2) et la température calculée (7). En nommant,  $\Delta T_{exp} = T_{exp} - T_{ext}$  la température mesurée expérimentalement, les fonctions coûts à minimiser et associées aux deux modèles proposés, s'écrivent respectivement ( $\beta_{rj}$  représentant le vecteur paramètre à estimer) :

$$J(\beta_{r1}, \beta_{c1}) = \sum_{k=k_1}^{k_2} (\Delta T_{exp,k}(t_k) - \Delta T_{r,k}(t_k, \beta_{r1}, \beta_{c1}))^2 \Rightarrow \hat{\beta}_{r1} = \arg \min_{t \in [t_{k_1}; t_{k_2}]; \beta_{r1}} (J) ; \beta_{r1} = (\beta_i)_{i \in \{1; 3\}} \quad (9)$$

$$R(\beta_{r2}, \beta_{c2}) = \sum_{k=k_1}^{k_2} (\Delta T_{exp,k}^*(t_k) - \Delta T_{r,k}^*(t_k, \beta_{r2}, \beta_{c2}))^2 \Rightarrow \hat{\beta}_{r2} = \arg \min_{t \in [t_{k_1}; t_{k_2}]; \beta_{r2}} (R) ; \beta_{r2} = (\beta_i)_{i \in \{1; 2\}} \quad (10)$$

Notons que le paramètre  $\beta_3$  n'apparaît plus en travaillant en température normalisée. Cela a pour avantage de s'affranchir « artificiellement » de l'estimation d'un paramètre, mais en contrepartie cela augmente la variance sur les paramètres restant à estimer (cf. section 5) et induit un biais dû au bruit de mesure (cf. Figure 10 et eq.(11)). L'explication provient du fait que le rapport de températures bruitées impacte les propriétés statistiques du « bruit » sur la température normalisée, « bruit » qui n'est désormais plus à moyenne nulle. De plus, cette division par un signal bruité « décale » (modifie) l'intervalle temporel optimal théorique d'estimation. En effet, par exemple en se plaçant dans le cadre de l'utilisation d'un modèle théorique ( $\Delta T_r$ ) sans biais de modèle, mais bruité, et de sortie  $\Delta T_{r,b}$ , on a (avec  $t_m = \arg \max(\Delta T_r(t))$ ) :

$$\Delta T_{r,b}(t) = \underbrace{\Delta T_r(t)}_{\text{valeur vraie}} + \underbrace{\varepsilon_T(t)}_{\text{bruit}} \Rightarrow \Delta T_{r,b}^*(t) \underset{\varepsilon_T \ll \Delta T_r}{\simeq} \Delta T_r^*(t) + \underbrace{\frac{\varepsilon_T(t)}{\Delta T_r(t_m)} - \Delta T_r^*(t) \frac{\varepsilon_T(t_m)}{\Delta T_r(t_m)}}_{\substack{\text{"Bruit" d'espérance non nulle} \\ \text{et d'écart-type} \neq \sigma(\varepsilon_T)}} \quad (11)$$

Au voisinage de la convergence, et pour un bruit supposé additif, non corrélé, de moyenne nulle et d'écart-type constant ( $\sigma_{noise}$ ), les expressions approchées des matrices de variances-covariances  $\mathbf{V}_j$  pour chacun des modèles (avec  $\sigma_{j\lambda}$  l'écart-type de la conductivité en utilisant le modèle  $j$ ), ainsi que les biais  $\mathbf{b}_{\hat{\beta}}$  dus à une erreur sur les paramètres supposés connus sont définis par :

$$\begin{aligned} (\mathbf{V}_j)_{j \in \{1; 2\}} &= \mathbf{cov}(\beta_{rj}) = (\mathbf{X}_{rj}^t \mathbf{X}_{rj})^{-1} \sigma_{noise}^2 ; \quad \mathbf{X}_{r1} = \left[ \frac{\partial \Delta T_{r,k}}{\partial \beta_i} \right]_{\substack{(k,i) \\ i \in \{1; 3\}}} ; \quad \mathbf{X}_{r2} = \left[ \frac{\partial \Delta T_{r,k}^*}{\partial \beta_i} \right]_{\substack{(k,i) \\ i \in \{1; 2\}}} \quad (12) \\ \mathbf{b}_{\hat{\beta}_{rj}} &= -\mathbf{V}_j \mathbf{X}_{rj}^t \mathbf{X}_{cj} (\beta_{cj}^{nom} - \beta_{cj}^{exact}) ; \quad \sigma_{j\lambda} = \sqrt{(\mathbf{V}_{j,11})} ; \quad b_{j\lambda} = \mathbf{b}_{\hat{\beta}_{rj,1}} ; \quad j \in \{1; 2\} \end{aligned}$$

Enfin, dans le cas de  $N$  points temporels d'échantillonnage, l'intervalle temporel optimal  $[t_{k_1}, t_{k_2}]$  d'estimation pour chacune des méthodes 1 et 2 (cf. (9), (10)), consistant à minimiser l'erreur totale (stochastique  $\sigma_{j\lambda}$  et déterministe  $b_{j\lambda}$ ) de la conductivité estimée (cf. (12) et Figure 9), est défini par :

$$(\hat{t}_{k_1}, \hat{t}_{k_2}) = \underset{[t_{k_1}; t_{k_2}] \subseteq [0; t_{\max}]}{\operatorname{arg\,min}} \left( (\sigma_{j\lambda} + b_{j\lambda})(\beta_{rj}, \beta_{cj}, t_{k_1}, t_{k_2}) \right); \quad (k_1; k_2) \in \llbracket 1; N \rrbracket^2; \quad j \in \{1; 2\} \quad (13)$$

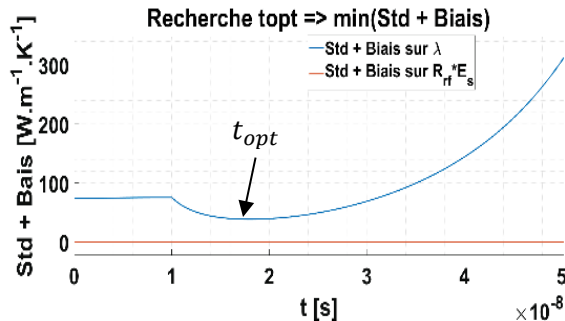


Figure 9 : Variation de l'erreur totale (std+biais) sur la conductivité estimée en fonction de l'intervalle d'estimation  $[t_k; 1\mu\text{s}]$

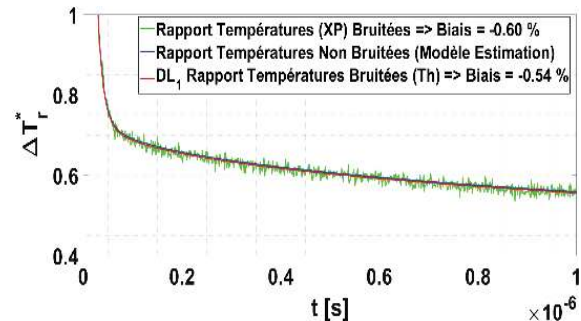


Figure 10 : Illustration du biais dû au rapport de températures bruitées

## 5. Validation Numérique

Afin de comparer les deux modèles proposés ((9) et (10)), un signal expérimental « synthétique » a été réalisé à l'aide de (3) (avec  $h=0.31 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et  $R_{\beta}=1\text{e-}8 \text{ K.W}^{-1}$ ) pour différents intervalles temporels d'estimations, notés  $I_{t_0} = [0; t_{\max} = t_{k_2} = 1\mu\text{s}]$ ,  $I_{t_m} = [t_m; t_{\max}]$ ,  $I_{t_{opt}} = [t_{opt}; t_{\max}]$ , avec  $t_m = \operatorname{arg\,max}(\Delta T_r(t))$ ,  $t_{opt} = t_{k_1}$  (cf. (13)), et pour  $N=10^4$  points de mesures sur  $I_{t_0}$ . Pour chacun des cas, des simulations numériques non bruitées (section 5.1), et bruitées par méthode de Monte-Carlo (section 5.2) ont été réalisées. Pour la méthode de Monte-Carlo, 100 vecteurs de température bruités ont été générés, avec un bruit gaussien, de moyenne nulle et d'écart-type constant (égal à 1% du maximum du champ de température non bruité, soit  $7,5\text{e-}2 \text{ K}$ ). La méthode de Monte-Carlo a pour but d'étudier les vraies performances (propriétés statistiques) des méthodes d'estimation proposées, en tenant compte des performances de l'algorithme d'estimation. Dans chacun des cas, i.e. bruité et non bruité, le biais dû à une erreur de 1% sur les paramètres supposés connus a été évalué à la convergence de l'algorithme, et les écart-type à la convergence (CV) ont été comparés aux écarts-types théoriques (i.e. sans biais sur les paramètres) pour un bruit d'écart-type unitaire (facteur d'amplification du bruit). Les propriétés thermiques des différents matériaux ainsi que les valeurs des résistances de contact ont été choisies en accord avec la littérature. Pour l'ensemble des simulations, la conductivité thermique cible est  $\lambda_f = 100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Enfin, notons que bien que non présentés ici, les simulations en l'absence de biais de modèles et en l'absence de bruit ont montré des erreurs absolues sur la conductivité estimée inférieures à  $1\text{e-}7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

### 5.1. Simulations Non Bruitées

Méthodes	Intervalle temporel d'estimation	Conductivité Estimée $\lambda_f$ [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	Erreur Absolue (ou relative) de $\lambda_f$ [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	Ecart-type Théorique / et à la CV, sur $\lambda_f$ : $(X'X)^{-1/2}(\sigma_b=1)$ [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	Biais sur $\lambda_f$ dû aux erreurs sur les paramètres supposés connus [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]
M-1	$I_{t_0}$	108.15	8.15	10.73 / 12.34	0.40
	$I_{t_m}$	101.16	1.16	11.54 / 12.62	0.85
	$I_{t_{opt}}$	100.55	0.55	21.21 / 22.70	1.26
M-2	$I_{t_0}$	109.28	9.28	74.66 / 90.14	0.36
	$I_{t_m}$	108.00	8.00	75.97 / 89.77	0.46
	$I_{t_{opt}}$	100.57	0.57	39.80 / 40.33	1.20

Tableau 1 : Estimation de conductivité  $\lambda_f$  du film sur données non bruitées pour  $R_{\beta}=1\text{e-}8 \text{ K.W}^{-1}$ .

**Analyse du Tableau 1 :** Tout d'abord, notons que les 8.15% et 9.28% d'erreurs sont essentiellement dus au biais de modèle issu de la modélisation du ruban à l'aide d'une capacité, les erreurs dues à la non prise en compte des pertes globales  $h$  et de la résistance d'interface  $R_{\beta}$  étant négligeables. Cela se confirme par la réduction de l'erreur lorsque le temps initial de l'intervalle d'estimation augmente ( $I_{t_0} \rightarrow I_{t_m} \rightarrow I_{t_{opt}}$ ). D'autre part, on note que les écarts-types sont bien plus importants avec la « Méthode-2 » du fait de l'élimination d'un paramètre à l'aide d'un unique point du thermogramme, alors que les biais dus aux paramètres supposés connus restent sensiblement identiques entre les 2 méthodes. Les résultats différents obtenus pour les écart-types théorique et à la convergence (CV) sont dus aux erreurs d'estimations sur les paramètres estimés (erreurs elles-mêmes dues au biais de modèle). Enfin, à la lumière de ce tableau, i.e. dans le cas de simulations non bruitées et sans prise en compte des performances de régularisation de l'algorithme d'estimation, les écarts-types de la « Méthode-2 » la rendent inopérante, et il semble que le meilleur intervalle temporel d'estimation pour la « Méthode-1 » soit  $I_{t_m} = [t_m; t_{max}]$ .

## 5.2. Simulations Bruitées

Méthodes	Intervalle temporel d'estimation	Conductivité Estimée $\lambda_f$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	Erreur Absolue de $\lambda_f$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	Ecart-type MC sur $\lambda_f$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	Biais (à la CV) sur $\lambda_f$ dû aux erreurs sur les paramètres supposés connus [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	Erreur Max = $e_{abs} + std + \text{biais}$ [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]
M-1	$I_{t_0}$	108.13	8.13	1.04	0.3	9.47
	$I_{t_m}$	101.13	1.13	0.97	0.85	2.95
	$I_{t_{opt}}$	100.58	0.58	0.51	1.27	2.36
M-2	$I_{t_0}$	110.56	10.56	1.73	0.19	12.48
	$I_{t_m}$	107.77	7.77	3.29	0.34	11.4
	$I_{t_{opt}}$	100.96	0.96	1.19	1.21	3.36

Tableau 2 : Estimation de conductivité  $\lambda_f$  du film sur données bruitées par méthode de Monte-Carlo (100 échantillons).  $\sigma_{bruit} = \max(\Delta T)/100$  [K].

**Analyse du Tableau 2 :** En premier lieu remarquons la faible variabilité de valeurs des conductivités estimées par rapport au cas sans bruit, indiquant ainsi une certaine robustesse des méthodes d'estimation, liée aux performances de l'algorithme d'estimation et à une régularisation du problème inverse par réduction du nombre de paramètres du problème physique.

De plus, on note que les écarts-types sur la conductivité sont bien inférieurs à ceux attendus théoriquement (globalement inférieurs 2%, contre 10% voire 70%, cf. tableau 1) quel que soit l'intervalle temporel d'estimation ( $\Rightarrow$  fidélité de la méthode). On observe également que le choix de l'intervalle  $I_{t_{opt}} = [t_{opt}; t_{max}]$  permet de diviser globalement par 14 l'écart-type et par 4 l'erreur maximale (stochastique + déterministe) sur la conductivité estimée  $\lambda_f$ . Cependant, plus l'intervalle temporel d'estimation sera réduit ( $I_{t_0} \rightarrow I_{t_m} \rightarrow I_{t_{opt}}$ ), plus il faudra être précis sur les paramètres supposés connus (augmentation approximative par 5 du biais pour une réduction de 1,81% du nombre de points de mesures).

Par ailleurs, remarquons que le meilleur intervalle d'estimation pour la « Méthode-1 », contrairement au cas sans bruit, est désormais l'intervalle  $I_{t_{opt}}$ , et que cette méthode obtient de meilleurs résultats que la « Méthode-2 » basée sur le rapport de températures.

Enfin, les résultats des Tableaux 1 et 2 mettent ainsi en lumière l'importance conjointe du choix de l'algorithme d'estimation, du critère sur l'intervalle temporel optimal d'estimation, et du modèle utilisé pour l'estimation de paramètres. Dans notre cas, une préférence va donc à la « Méthode-1 » faisant preuve globalement « d'exactitude » car permettant d'avoir à la fois de faibles erreurs absolues ( $\Rightarrow$  justesse), et de faibles écarts-types ( $\Rightarrow$  fidélité). Rappelons, qu'une illustration graphique de la courbe estimée et de la courbe simulée bruitée est donnée en Figure 1).

## 6. Conclusion

Les performances de deux méthodes d'estimation de conductivités thermiques transverses de couches minces diélectriques, toutes deux prenant en compte la résistance d'interface ruban/film et la forme temporelle de l'excitation ont été comparées sur des données bruitées et non bruitées à l'aide d'une méthode de Monte Carlo. L'une des méthodes (« Méthode-1 ») est basée sur le signal « brut » de température et l'autre (« Méthode-2 ») sur le rapport de température. Une réduction de modèle a été analysée et justifiée, et les variances ainsi que les différents biais associés (modèle, bruit, paramètres supposés connus) ont été évalués théoriquement, et numériquement à l'aide de la méthode de Monte Carlo pour différents intervalles temporels d'estimation. Une détermination d'intervalle temporel optimal pour l'estimation de la conductivité thermique a également été présentée et mis en œuvre, ce qui a permis de minimiser l'erreur totale (stochastique + déterministe) sur les valeurs estimées par les deux méthodes, et ainsi améliorer leur robustesse et leur précision. Les simulations numériques bruitées ont montré que la détermination de l'intervalle temporel optimal d'estimation, associée aux performances de l'algorithme d'estimation, permettait de diviser par 4 l'erreur totale d'estimation. Ces simulations ont également permis d'illustrer que la « Méthode-1 » était la plus performante, bien que l'écart de performance entre les deux méthodes soit faible dans le cas de l'intervalle temporel optimal d'estimation.

## Références

- [1] A. Salazar, A. Mendioroz, *et al.*, “Extending the flash method to measure the thermal diffusivity of semitransparent solids,” *Measurement Science and Technology*, vol. 25, no. 3, p. 035604, 2014.
- [2] M. Lazard, S. André, *et al.*, “Diffusivity measurement of semi-transparent media: model of the coupled transient heat transfer and experiments on glass, silica glass and zinc selenide,” *International journal of heat and mass transfer*, vol. 47, no. 3, pp. 477–487, 2004.
- [3] A. Lahmar, T. Nguyen, *et al.*, “Experimental investigation on the thermal contact resistance between gold coating and ceramic substrates,” *Thin Solid Films*, vol. 389, no. 1, pp. 167–172, 2001.
- [4] S. Orain, Y. Scudeller, *et al.*, “Use of genetic algorithms for the simultaneous estimation of thin films thermal conductivity and contact resistances,” *International journal of heat and mass transfer*, vol. 44, no. 20, pp. 3973–3984, 2001.
- [5] J.-L. Battaglia, V. Schick, *et al.*, “Global estimation of thermal parameters from a picoseconds thermoreflectometry experiment,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 57, pp. 17–24, 2012.
- [6] J.-L. Battaglia, A. Kusiak, *et al.*, “Photothermal radiometric characterization of a thin deposit using a linear swept-frequency heat flux waveform,” *International journal of thermal sciences*, vol. 45, no. 11, pp. 1035–1044, 2006.
- [7] A. Kusiak, J. Martan, *et al.*, “Using pulsed and modulated photothermal radiometry to measure the thermal conductivity of thin films,” *Thermochimica Acta*, vol. 556, pp. 1–5, 2013.
- [8] D. G. Cahill, H. E. Fischer, *et al.*, “Thermal conductivity of thin films: measurements and understanding,” *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 7, no. 3, pp. 1259–1266, 1989.
- [9] C. Duquenne, M.-P. Besland, *et al.*, “Thermal conductivity of aluminium nitride thin films prepared by reactive magnetron sputtering,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, no. 1, p. 015301, 2011.
- [10] B. Belkerk, M. Soussou, *et al.*, “Measuring thermal conductivity of thin films and coatings with the ultra-fast transient hot-strip technique,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, no. 29, p. 295303, 2012.
- [11] J. C. Batsale, D. Maillet, *et al.*, “Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms,” 2000.
- [12] F. R. De Hoog, J. Knight, *et al.*, “An improved method for numerical inversion of laplace transforms,” *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, vol. 3, no. 3, pp. 357–366, 1982.
- [13] J. Hadamard, “Sur les problèmes aux dérivées partielles et leur signification physique,” *Princeton university bulletin*, vol. 13, no. 49-52, p. 28, 1902.
- [14] P. E. Gill and W. Murray, “Algorithms for the solution of the nonlinear least-squares problem,” *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 15, no. 5, pp. 977–992, 1978.

# Estimation de la viscosité d'un polymère en écoulement à l'aide d'un modèle réduit

Manuel GIRAULT<sup>1\*</sup>, Julien LAUNAY<sup>2</sup>, Nadine ALLANIC<sup>2</sup>, Pierre MOUSSEAU<sup>2</sup>, Rémi DETERRE<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut P' CNRS-ENSMA-Université de Poitiers, UPR 3346, Département Fluides, Thermique, Combustion. ENSMA - Téléport 2. 1 avenue Clément Ader, BP 40109, F86961 FUTUROSCOPE CHASSENEUIL Cedex.

<sup>2</sup>GEPEA, UMR CNRS 6144, IUT-Université de Nantes, 2 avenue du Professeur Jean Rouxel, 44475 Carquefou Cedex

\* (manuel.girault@ensma.fr)

**Résumé** - On considère l'écoulement stationnaire d'un fluide pseudo-plastique dans une canalisation cylindrique. Le profil de vitesse étant connu analytiquement, un modèle réduit (MR) de l'équation de la chaleur, paramétré par la consistance  $K$  et l'indice pseudoplastique  $n$  définissant la loi de viscosité, est développé. Ce modèle réduit permettant le calcul du profil de température en sortie du canal est ensuite utilisé pour résoudre le problème inverse d'estimation de  $K$  et  $n$ . L'objectif est de montrer comment l'exploitation de l'auto-échauffement induit par dissipation visqueuse pourrait permettre à terme de développer un outil d'estimation en ligne de la viscosité du matériau.

## Nomenclature

$C_p$	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$T$	température, °C
$k$	conductivité thermique, $W.K^{-1}.m^{-1}$	$z$	coordonnée axiale, $m$
$K$	consistance, $Pa.s^n$	<i>Symboles grecs</i>	
$L$	longueur d'écoulement, $m$	$\dot{\gamma}$	taux de cisaillement, $s^{-1}$
$n$	indice de pseudoplasticité ( $< 1$ )	$\eta$	viscosité dynamique, $Pa.s$
$p$	pression, $Pa$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$Q$	débit volumique, $m^3.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$r$	rayon polaire, $m$	$in$	entrée (inlet)
$R$	rayon d'écoulement, $m$	$f$	fluide
$u_z$	vitesse, $m.s^{-1}$	$w$	paroi (wall)

## 1. Introduction

On se place dans le cadre de la simulation d'écoulements de polymères fondus supposés être des fluides pseudo-plastiques, pour lesquels la viscosité s'exprime en fonction du taux de cisaillement sous la forme d'une loi puissance définie par la consistance  $K$  et l'indice de pseudo-plasticité  $n$ . Compte tenu des forts taux de cisaillement mis en jeu et du caractère fortement pseudoplastique des polymères envisagés, l'échauffement lié à la dissipation visqueuse du fluide est important ( $\sim 10^\circ C$  pour un débit massique de 40 kg/h). C'est cet écart de température significatif que nous cherchons ici à exploiter pour estimer  $K$  et  $n$ . On présente tout d'abord le problème considéré, puis les équations d'un modèle thermique réduit, explicitement paramétré par  $K$  et  $n$ . Des modèles d'ordre faible ou modèles réduits (MR) d'ordres différents peuvent en fait être construits, selon le nombre de termes dans l'approximation du champ de température. La construction des modèles réduits correspond à un problème d'estimation de paramètres (non-physiques), à partir de profils de température en sortie du canal issus d'un modèle de référence pour un ensemble de couples  $(K, n)$  donnés. Les modèles réduits sont ensuite validés sur un autre ensemble de couples  $(K, n)$ . Une fois construits et validés, ils peuvent être utilisés pour résoudre le problème inverse d'estimation



de valeurs quelconques des paramètres physiques ( $K, n$ ) supposés inconnus, à partir d'un profil de température simulé par le modèle de référence. Plusieurs tests d'inversion numérique sont réalisés, sans et avec bruit de « mesure » aléatoire ajouté sur les données et pour plusieurs initialisations de l'algorithme d'inversion.

## 2. Écoulement d'un fluide pseudoplastique dans un tube circulaire

On considère l'écoulement d'un polymère fondu assimilé à un fluide non-Newtonien incompressible dans un canal cylindrique de section circulaire (rayon intérieur  $R$  et paroi d'épaisseur  $e$ , voir Figure 1). Compte-tenu du caractère fortement visqueux des polymères, les termes d'inertie sont négligés et l'écoulement est donc supposé stationnaire. Les effets gravitationnels sont également négligés. On suppose l'écoulement établi selon  $z$  (axe du tube), avec une symétrie du champ de vitesse par rapport à la coordonnée angulaire  $\varphi$ . Le champ de vitesse n'a donc qu'une seule composante  $u_z$  dépendant de la coordonnée radiale  $r$ .

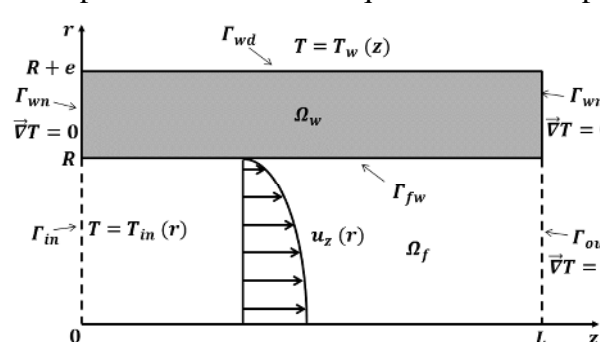


Figure 1 : Écoulement dans un tube cylindrique de section circulaire, avec conditions aux limites.

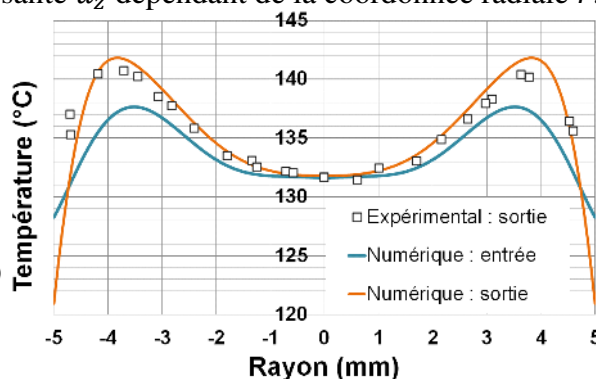


Figure 2 : Profils de température en entrée (imposé) et en sortie du canal (calculé et mesuré).

On considère un fluide pseudoplastique. La viscosité dynamique  $\eta$  est alors exprimée par une loi puissance. Compte-tenu de la géométrie du problème, la viscosité  $\eta$  s'écrit ici :

$$\eta = K\dot{\gamma}^{n-1} = K \left| \frac{du_z}{dr} \right|^{n-1} \quad (1)$$

Dans le travail présenté ici, la thermodépendance de la viscosité est négligée.

Sous les hypothèses précédentes, le champ de vitesse s'écrit de manière analytique :

$$u_z(r) = \left( \frac{n}{n+1} \right) \left( \frac{\Delta p}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} \left( R^{\frac{n+1}{n}} - r^{\frac{n+1}{n}} \right) \quad (2)$$

avec  $\Delta p$  la différence de pression entre l'entrée et la sortie du canal de longueur  $L$ .

Dans le domaine fluide  $\Omega_f$ , l'équation de l'énergie s'écrit  $\rho C_p u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \vec{\nabla} \cdot (k_f \vec{\nabla} T) + \eta \dot{\gamma}^2$ , où le terme  $\eta \dot{\gamma}^2$  correspond à l'auto-échauffement du fluide pseudoplastique. En utilisant (1) et (2), l'équation de l'énergie s'écrit :

$$\rho C_p \left( \frac{n}{n+1} \right) \left( \frac{\Delta p}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} \left( R^{\frac{n+1}{n}} - r^{\frac{n+1}{n}} \right) \frac{\partial T}{\partial z} = \vec{\nabla} \cdot (k_f \vec{\nabla} T) + K \left( \frac{\Delta p}{2KL} r \right)^{\frac{n+1}{n}} \quad (3)$$

Dans le domaine solide  $\Omega_w$  (paroi du canal), l'équation de l'énergie se réduit à :

$$\vec{\nabla} \cdot (k_w \vec{\nabla} T) = 0 \quad (4)$$

Les conditions aux limites thermiques du problème sont indiquées sur la Figure 1. Le profil  $T_{in}(r)$  de température en entrée est tracé sur la Figure 2, avec le profil en sortie mesuré pour un écoulement réel [1] et le profil en sortie calculé avec un modèle de référence pour les valeurs  $K = 9886 \text{ Pa} \cdot \text{s}^n$  et  $n = 0,529$ . Ce modèle détaillé a été réalisé avec le logiciel Ansys Polyflow [2]. Il est basé sur un schéma itératif de Picard et comporte 33322 éléments finis.

### 3. Modèle thermique réduit

#### 3.1. Approximation du champ de température

On fait l'hypothèse que le champ de température peut s'écrire comme une combinaison linéaire d'un petit nombre  $m$  de fonctions  $\phi_i(r, z)$  de l'espace :

$$T(r, z, K, n) \approx \sum_{i=1}^m \phi_i(r, z) X_i(K, n) \approx \sum_{i=1}^m \psi_i(r) \xi_i(z) X_i(K, n) \quad (5)$$

Les coefficients  $X_i(K, n)$ ,  $i = 1, \dots, m$  dans (5) dépendent des paramètres  $K$  et  $n$ . On appelle  $m$  l'ordre du modèle réduit (MR), que l'on souhaite évidemment petit (quelques unités). Notre objectif étant de construire un MR explicitement paramétré par  $K$  et  $n$ , les termes en  $r^{\frac{n+1}{n}}$  présents dans l'équation de l'énergie (3) doivent demeurer dans le MR. Les termes dépendant de  $z$ , qui ne sont pas intrinsèquement associés à  $K$  et  $n$ , peuvent en revanche être inclus dans des matrices et vecteurs constitutifs du MR. Dans ce but, les fonctions spatiales sont écrites sous la forme  $\phi_i(r, z) = \psi_i(r) \xi_i(z)$ , permettant de séparer la coordonnée axiale  $z$  de la coordonnée radiale  $r$ . Ce choix stratégique contribue grandement à l'efficacité du MR.

#### 3.2. Equations du modèle réduit paramétré par $K$ et $n$

Avec l'approximation (5), on appelle  $\mathcal{R}$  le résidu de l'équation de l'énergie sur  $\Omega = \Omega_f \cup \Omega_w$  (éq.(3) et éq.(4)). On effectue une projection de Galerkin, consistant à forcer le résidu  $\mathcal{R}$  à être orthogonal, au sens du produit scalaire  $\langle \cdot, \cdot \rangle_\Omega$  défini par  $\langle u, v \rangle_\Omega = \int_\Omega u v d\Omega$ , à chaque fonction  $\phi_k(r, z)$ ,  $k = 1, \dots, m$  :

$$\langle \mathcal{R}, \phi_k \rangle_\Omega = \int_\Omega \mathcal{R} \phi_k(r, z) d\Omega = 0 \quad \forall k \in [1; m] \quad (6)$$

Les termes de transport et de diffusion dans (6) sont d'abord intégrés par parties avec la formule de Green afin de faire apparaître les termes de frontière (de type Dirichlet pour le transport et de type Neumann pour la diffusion). Puis les termes de frontière de type Dirichlet pour la diffusion sont obtenus en utilisant la relation  $\vec{\nabla}(fg) = f\vec{\nabla}g + g\vec{\nabla}f$ . Les conditions aux limites thermiques sont alors introduites. L'approximation (5) du champ de température est ensuite injectée dans les termes volumiques et les termes de frontière restants.

Le modèle réduit s'écrit finalement sous la forme des équations (7) et (10).

L'équation (7), issue de (6), permet de calculer le vecteur  $X \in \mathbb{R}^m$  en fonction de  $K$  et  $n$ .

$$\sum_{i=1}^m \mathcal{A}_{ki}(n) X_i(K, n) = \mathcal{B}_k(K, n) \quad \forall k \in [1; m] \quad (7)$$

Les composantes de la matrice  $\mathcal{A}(n) \in \mathbb{R}^{m \times m}$  sont données par:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{ki}(n) = \rho C_p \left( \frac{3n+1}{n+1} \right) \frac{Q}{\pi} \frac{1}{R^{\frac{3n+1}{n}}} [M_T]_{ki} \left( \int_{r=0}^{r=R} \left( R^{\frac{n+1}{n}} - r^{\frac{n+1}{n}} \right) \psi_i(r) \psi_k(r) dr \right) \\ + [M_D]_{ki} \quad \forall k \in [1; m], \forall i \in [1; m] \end{aligned} \quad (8)$$

L'expression est ici donnée en fonction du débit volumique  $Q = \pi \left( \frac{n}{3n+1} \right) \left( \frac{\Delta p}{2KL} \right)^{\frac{1}{n}} R^{\frac{3n+1}{n}}$  plutôt qu'en fonction de la différence de pression  $\Delta p$ .  $\mathcal{A}$  ne dépend alors que de  $n$  et pas de  $K$ .

Les composantes du vecteur  $\mathcal{B}(K, n) \in \mathbb{R}^m$  sont données par:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{B}_k(K, n) = & \rho C_p \left( \frac{3n+1}{n+1} \right) \frac{Q}{\pi} \frac{1}{R^{\frac{3n+1}{n}}} [V_{T,in}]_k \int_{r=0}^{r=R} T_{in}(r) \left( R^{\frac{n+1}{n}} - r^{\frac{n+1}{n}} \right) \psi_k(r) dr \\
 & + k_f [V_{D,in}]_k \int_{r=0}^{r=R} T_{in}(r) \psi_k(r) dr + k_w [V_{D,w}]_k \\
 & + K \left( \left( \frac{3n+1}{n} \right) \frac{Q}{\pi} \frac{1}{R^{\frac{3n+1}{n}}} \right)^{n+1} [W]_k \int_{r=0}^{r=R} r^{\frac{n+1}{n}} \psi_k(r) dr \quad \forall k \in [1; m]
 \end{aligned} \tag{9}$$

Les expressions analytiques des composantes des matrices  $M_T, M_D \in \mathbb{R}^{m \times m}$  et des vecteurs  $V_{T,in}, V_{D,in}, V_{D,w}, W \in \mathbb{R}^m$  sont définies par des termes intégraux entre 0 et  $L$  et/ou aux limites ( $z = 0$  et  $z = L$ ) de fonctions dépendant des fonctions  $\xi_i(z)$  et/ou de leurs dérivées. Les paramètres  $K$  et  $n$  n'apparaissant pas dans  $M_T, M_D, V_{T,in}, V_{D,in}, V_{D,w}, W$ , nous avons choisi de ne pas tenir compte de leurs expressions analytiques. Cela nous permet d'éviter l'identification des fonctions  $\xi_i(z)$ . Seules les fonctions  $\psi_i(r)$  restent présentes.

Une fois  $X \in \mathbb{R}^m$  calculé en résolvant (7), l'équation (10) permet de calculer les températures auxquelles nous nous intéressons. Il s'agit de  $N_r$  températures notées  $Y_j$ ,  $j = 1, \dots, N_r$ , le long du rayon, pour une position spécifique  $z^*$ . D'après (5), on a :

$$Y_j = T(r_j, z^*) = \sum_{i=1}^m \psi_i(r_j) \xi_i(z^*) X_i = \sum_{i=1}^m \psi_i(r_j) \alpha_i X_i \quad j = 1, \dots, N_r \tag{10}$$

Afin de faciliter l'estimation des fonctions spatiales  $\psi_i(r)$ ,  $i = 1, \dots, m$ , celles-ci sont écrites comme la combinaison linéaire de fonctions connues, ici les polynômes de la base de Bernstein  $\mathcal{B}_k^{N_b}(\tilde{r})$ ,  $k = 1, \dots, N_b$  avec  $N_b = 15$  et  $\tilde{r} = r/R \in [0; 1]$ :

$$\psi_i(r) = \sum_{k=1}^{N_b=15} \beta_{ik} \mathcal{B}_k^{N_b}(\tilde{r}) \quad i = 1, \dots, m \tag{11}$$

### 3.3. Construction et validation des modèles réduits

Pour construire effectivement un modèle réduit d'ordre  $m$ , les composantes de  $M_T, M_D \in \mathbb{R}^{m \times m}$ ,  $V_{T,in}, V_{D,in}, V_{D,w}, W, \alpha \in \mathbb{R}^m$  et  $\beta \in \mathbb{R}^{m \times N_b}$  doivent être déterminées. Elles sont rassemblées dans le vecteur  $\theta(m)$  et identifiées par la minimisation d'une fonction  $\mathcal{J}_{id}(\theta(m))$  basée sur l'écart quadratique entre, d'une part, des données en température  $Y^{data}$  issues du modèle Polyflow, et d'autre part, les sorties correspondantes  $Y(\theta(m))$  du modèle réduit définies par (10), pour des couples  $(K, n)_i^{data}$ ,  $i = 1, \dots, N_c^{id}$  connus :

$$\mathcal{J}_{id}(\theta(m)) = \sum_{i=1}^{N_c^{id}} \sum_{j=1}^{N_r} \left( Y_j(\theta(m), (K, n)_i^{data}) - Y_j^{data}((K, n)_i^{data}) \right)^2 \tag{12}$$

Les données  $Y^{data}$  sont constituées des  $N_c^{id}=60$  profils de température radiaux ( $N_r=100$  points) à la sortie du canal ( $z^*=L=205$  mm), calculés avec le modèle Polyflow pour les 60 couples  $(K, n)^{data}$  correspondant aux  $\blacklozenge$  sur la Figure 3. Les profils de température peuvent être fort différents selon les couples  $K$  et  $n$  comme le montrent les profils tracés en Figure 4.

Afin de quantifier globalement la qualité du processus d'identification des modèles réduits, nous utilisons l'écart quadratique moyen  $\sigma_{id}^{(m)}$  défini par :

$$\sigma_{id}^{(m)} = \sqrt{J_{id}(\theta(m)) / (N_c^{id} \times N_r)} \quad (13)$$

La minimisation de  $J_{id}(\theta(m))$  est réalisée avec un algorithme d'optimisation par essaim de particules (OEP) [3]. On commence par identifier un modèle réduit d'ordre  $m = 1$  en minimisant  $J_{id}(\theta(1))$ . Un modèle d'ordre  $m = 2$  est ensuite construit en minimisant  $J_{id}(\theta(2))$ . Des modèles d'ordre supérieur sont obtenus en répétant le processus d'identification, jusqu'à ce que la précision souhaitée soit atteinte ou que  $\sigma_{id}^{(m+1)} \approx \sigma_{id}^{(m)}$ .

Une fois identifiés, les modèles réduits sont testés avec, en entrée, les  $N_c^{val}=30$  couples  $(K, n)$  correspondant aux ■ sur la Figure 3. De manière similaire à  $\sigma_{id}^{(m)}$ , l'écart quadratique moyen  $\sigma_{val}^{(m)}$  entre les températures issues du modèle Polyflow et celles calculées avec le modèle réduit d'ordre  $m$ , est défini pour ces 30 couples-tests.

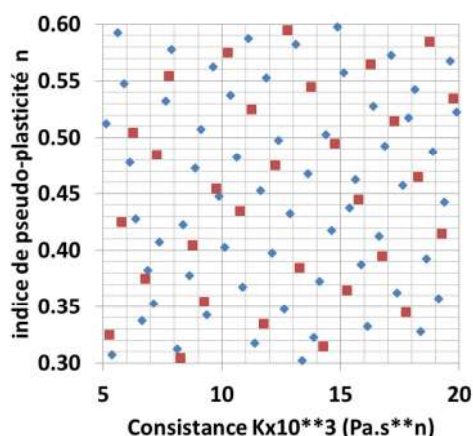


Figure 3: Couples  $(K, n)$  utilisés pour l'identification (◆) et la validation (■) des MR.

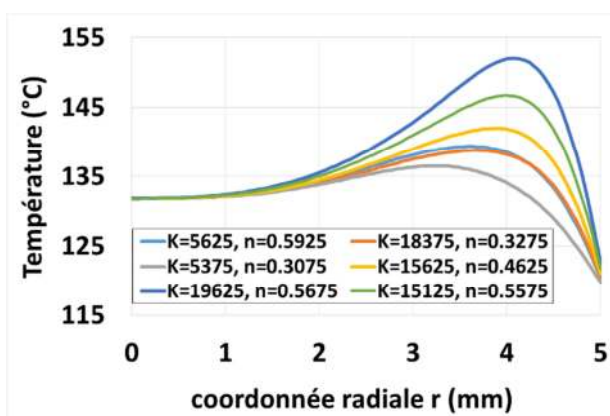


Figure 4: Profils de température en sortie calculés par Polyflow pour 6 couples  $(K, n)$ .

Le Tableau 1 résume l'identification et la validation des modèles d'ordre 1 à 5. Comme attendu,  $\sigma_{id}^{(m)}$  décroît avec l'ordre  $m$  du modèle, d'abord fortement de  $m=1$  à  $m=3$  puis plus légèrement de  $m=3$  à  $m=5$ . De manière logique,  $\sigma_{val}^{(m)}$ , qui correspond aux 30 couples-tests n'ayant pas servi à l'identification des modèles, est généralement supérieure à  $\sigma_{id}^{(m)}$ , mais très proche. On peut en conclure que les modèles réduits identifiés peuvent être utilisés pour n'importe quel couple  $(K, n)$  dans les gammes  $K \in [5000; 20000]$  et  $n \in [0,3; 0,6]$  avec une bonne connaissance quant à leur précision par rapport au modèle Polyflow. Le temps de calcul est d'environ 1 s pour le MR d'ordre 5 contre 390 s pour le modèle Polyflow.

ordre $m$ du MR $\Rightarrow$	1	2	3	4	5
$\sigma_{id}^{(m)}$ (°C)	1,5878	$8,02 \cdot 10^{-2}$	$1,34 \cdot 10^{-2}$	$1,11 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{val}^{(m)}$ (°C)	1,7155	$7,67 \cdot 10^{-2}$	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$

Tableau 1 : Identification et validation des modèles réduits.  $\sigma_{id}^{(m)}$  et  $\sigma_{val}^{(m)}$  en fonction de l'ordre  $m$ .

## 4. Problème Inverse : estimation de $K$ et $n$ avec les modèles réduits

### 4.1. Définition du problème et approche utilisée

L'estimation de  $K$  et  $n$  à partir des températures en sortie le long du rayon est un problème inverse d'estimation de paramètres. On l'écrit classiquement sous la forme d'un problème

d'optimisation : il s'agit de déterminer les valeurs du vecteur  $P = (K, n)$  des paramètres minimisant la fonction objectif suivante :

$$\mathcal{F}_{obj}(P) = \sum_{j=1}^{N_r} (Y_j(P) - Y_j^{mes})^2 \quad (14)$$

où  $Y(P) \in \mathbb{R}^{N_r}$  est le vecteur des températures issues du modèle réduit et  $Y^{mes} \in \mathbb{R}^{N_r}$  est le vecteur des mesures de température simulées par le modèle Polyflow. La minimisation de la fonction objectif (14) est réalisée par la méthode du gradient conjugué [4]. Les composantes du gradient de la fonction objectif (14) s'écrivent :

$$(\nabla \mathcal{F}_{obj})_q = \frac{\partial \mathcal{F}_{obj}(P)}{\partial P_q} = 2 \sum_{j=1}^{N_r} \frac{\partial Y_j(P)}{\partial P_q} (Y_j(P) - Y_j^{mes}), \quad q = 1, 2 \quad (15)$$

#### 4.2. Sensibilités aux paramètres $K$ et $n$

Le calcul des composantes (15) du gradient de la fonction objectif (14) nécessite le calcul des sensibilités des températures vis-à-vis de  $K$  et  $n$ . D'après (10), ces sensibilités s'écrivent :

$$\frac{\partial Y_j(P)}{\partial P_q} = \sum_{i=1}^m \psi_i(r_j) \alpha_i \frac{\partial X_i(P)}{\partial P_q} \quad j = 1, \dots, N_r, \quad q = 1, 2 \quad (16)$$

D'après (7),  $\frac{\partial X_i(K, n)}{\partial K}$  et  $\frac{\partial X_i(K, n)}{\partial n}$ ,  $i = 1, \dots, m$  sont respectivement solutions de (17) et (18) :

$$\sum_{i=1}^m \mathcal{A}_{ki}(n) \frac{\partial X_i(K, n)}{\partial K} = \frac{\partial \mathcal{B}_k(K, n)}{\partial K} \quad \forall k \in [1; m] \quad (17)$$

$$\sum_{i=1}^m \left( \frac{d\mathcal{A}_{ki}(n)}{dn} X_i(K, n) + \mathcal{A}_{ki}(n) \frac{\partial X_i(K, n)}{\partial n} \right) = \frac{\partial \mathcal{B}_k(K, n)}{\partial n} \quad \forall k \in [1; m] \quad (18)$$

Le modèle réduit étant explicitement paramétré par  $K$  et  $n$ , il est possible de dériver analytiquement les  $\mathcal{A}_{ki}(n)$  par rapport à  $n$  et les  $\mathcal{B}_k(K, n)$  par rapport à  $K$  et  $n$ . Les équations (17) et (18) sont résolues numériquement et les sensibilités sont ensuite calculées avec (16).

## 5. Résultats numériques

On considère le cas-test suivant : les températures calculées en sortie par le modèle Polyflow pour les paramètres  $K=9750 \text{ Pa.s}^n$  et  $n=0,455$  (ne faisant pas partie des couples  $(K, n)$  utilisés pour la construction des modèles réduits) sont employées comme données pour le problème inverse. L'objectif est donc de retrouver ces valeurs de  $K$  et  $n$  par résolution du problème inverse avec les modèles réduits.

### 5.1. Inversion sans bruit de mesure ajouté

Dans un premier temps, l'algorithme d'inversion est testé avec des mesures non bruitées, i.e. les températures  $Y_j^{mes}$ ,  $j = 1, \dots, N_r$  issues du modèle Polyflow (voir Figure 5). Le Tableau 2 résume les résultats obtenus pour différentes initialisations du problème inverse, avec les modèles d'ordre 2 à 5. Hormis le modèle d'ordre 2, les modèles réduits permettent une très bonne estimation de  $K$  et  $n$  (voir les valeurs des erreurs relatives  $\varepsilon_K$  et  $\varepsilon_n$ ). La qualité des estimations augmente avec l'ordre du modèle. Les données en température n'étant pas bruitées, l'écart-type  $\sigma_Y = (\mathcal{F}_{obj}(\hat{P})/N_r)^{1/2}$  entre ces dernières et les températures calculées avec les paramètres estimés  $\hat{P}$  est bien sûr très faible. Les valeurs des paramètres utilisées pour initialiser l'algorithme d'estimation n'influencent pas les résultats à convergence, du

moins pour les modèles réduits d'ordre 3 à 5, même si l'évolution des valeurs estimées au cours des itérations diffère d'un cas d'inversion à un autre.

Initialisation du problème inverse ↓	Ordre du MR ⇔	2	3	4	5
$K_0 = 5000$ $n_0 = 0,3$	$K$ (Pa,s <sup>n</sup> )	9061	9838	9769	9760
	$\varepsilon_K$ (%)	7%	0,9%	0,19%	0,1%
	$n$	0,4712	0,4529	0,4546	0,4548
	$\varepsilon_n$ (%)	3,5%	0,46%	0,09%	0,04%
	$\sigma_Y$ (°C)	$3,086 \times 10^{-2}$	$8,13 \times 10^{-3}$	$7,49 \times 10^{-3}$	$6,88 \times 10^{-3}$
$K_0 = 8000$ $n_0 = 0,4$	$K$	9061	9838	9769	9760
	$n$	0,4712	0,4529	0,4546	0,4548
	$\sigma_Y$ (°C)	$3,086 \times 10^{-2}$	$8,13 \times 10^{-3}$	$7,49 \times 10^{-3}$	$6,88 \times 10^{-3}$
$K_0 = 12000$ $n_0 = 0,5$	$K$	9061	9838	9769	9760
	$n$	0,4712	0,4529	0,4546	0,4548
	$\sigma_Y$ (°C)	$3,086 \times 10^{-2}$	$8,13 \times 10^{-3}$	$7,49 \times 10^{-3}$	$6,88 \times 10^{-3}$
$K_0 = 20000$ $n_0 = 0,6$	$K$	Pas de convergence à 200 itérations	9838	9769	9760
	$n$		0,4529	0,4546	0,4548
	$\sigma_Y$ (°C)		$8,13 \times 10^{-3}$	$7,49 \times 10^{-3}$	$6,88 \times 10^{-3}$

Tableau 2 : Valeurs de  $K$  et  $n$  estimées et de  $\sigma_Y$  pour différentes initialisations du problème inverse, avec les modèles réduits d'ordre 2 à 5. Pas de bruit ajouté sur les données ( $\sigma_b = 0^\circ\text{C}$ ).

## 5.2. Inversion avec bruit de mesure ajouté

Un bruit additif aléatoire Gaussien d'écart-type  $\sigma_b = 0,3^\circ\text{C}$  est maintenant ajouté sur les températures issues du modèle Polyflow (voir Figure 5). Le Tableau 3 résume les résultats obtenus pour différentes initialisations du problème inverse, avec les modèles d'ordre 2 à 5.

Initialisation du problème inverse ↓	Ordre du MR ⇔	2	3	4	5
$K_0 = 5000$ $n_0 = 0,3$	$K$	3015	9184	9125	9098
	$\varepsilon_K$ (%)	69%	5,8%	6,4%	6,7%
	$n$	0,714	0,466	0,468	0,469
	$\varepsilon_n$ (%)	57%	2,4%	2,9%	3,1%
	$\sigma_Y$ (°C)	0,319	0,328	0,328	0,328
$K_0 = 8000$ $n_0 = 0,4$	$K$	3015	9184	9125	9098
	$n$	0,714	0,466	0,468	0,469
	$\sigma_Y$ (°C)	0,319	0,328	0,328	0,328
$K_0 = 12000$ $n_0 = 0,5$	$K$	Pas de convergence à 200 itérations	9184	9125	9098
	$n$		0,466	0,468	0,469
	$\sigma_Y$ (°C)		0,328	0,328	0,328
$K_0 = 20000$ $n_0 = 0,6$	$K$	Pas de convergence à 200 itérations	9184	9125	9098
	$n$		0,466	0,468	0,469
	$\sigma_Y$ (°C)		0,328	0,328	0,328

Tableau 3 : Valeurs de  $K$  et  $n$  estimées et de  $\sigma_Y$  pour différentes initialisations du problème inverse, avec les modèles réduits d'ordre 2 à 5. Bruit d'écart-type  $\sigma_b = 0,3^\circ\text{C}$  ajouté sur les données.

Là encore, mis à part le modèle d'ordre 2, les MR permettent une très bonne estimation de  $K$  et  $n$  (voir les valeurs des erreurs relatives  $\varepsilon_K$  et  $\varepsilon_n$ ). Cependant, par rapport au cas avec données non bruitées, la qualité des estimations diminue légèrement avec l'ordre du MR. Les MR ayant été construits à partir de réponses non bruitées du modèle de référence, il n'est pas surprenant que la qualité des estimations à partir de données non bruitées issues du même modèle de référence augmente avec l'ordre du MR, mais que cela ne soit plus vrai avec des données bruitées. Les MR d'ordre 4 et 5 sont plus précis que le MR d'ordre 3 vis-à-vis du modèle de référence (voir Tableau 1) mais s'avèrent plus sensibles au bruit de mesure. Ainsi, pour un bruit de mesure donné, il existe un MR optimal (compromis entre précision suffisante et sensibilité au bruit de mesure), ici le MR d'ordre 3.  $\sigma_Y$  converge vers une valeur légèrement supérieure à l'écart-type du bruit de mesure  $\sigma_b = 0,3^\circ\text{C}$ , ce qui est normal pour un problème surdéterminé (100 données pour 2 inconnues). Les valeurs utilisées pour initialiser l'algorithme n'influencent pas les résultats à convergence pour les MR d'ordre 3 à 5. La Figure 6 illustre la convergence de l'estimation par le MR3 avec  $K_0=20000 \text{ Pa.s}^n$  et  $n_0=0,6$ .

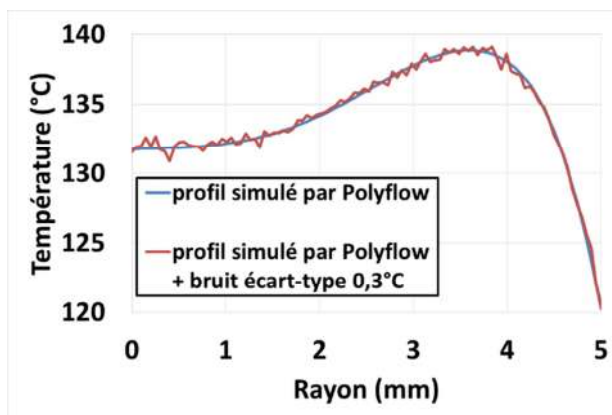


Figure 5: Profil de température en sortie simulé par Polyflow pour  $K=9750 \text{ Pa.s}^n$  et  $n=0,455$ , sans et avec ajout de bruit.

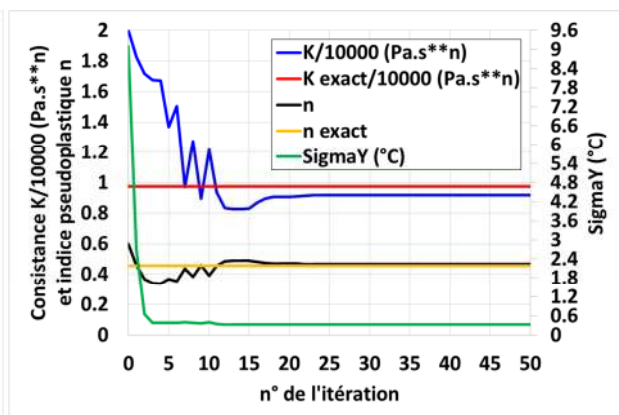


Figure 6: Estimation par MR d'ordre 3, avec bruit  $\sigma_b = 0,3^\circ\text{C}$  sur les données et initialisation  $K_0=20000 \text{ Pa.s}^n$  et  $n_0=0,6$ .

## 6. Conclusion

L'auto-échauffement induit par dissipation visqueuse permet l'estimation de la viscosité d'un polymère à partir d'informations thermiques. Un modèle thermique réduit d'un fluide pseudo-plastique en écoulement stationnaire dans une canalisation cylindrique a été présenté. Ce modèle, paramétré par la consistance  $K$  et l'indice pseudoplastique  $n$  définissant la loi de viscosité, a été utilisé pour résoudre le problème inverse d'estimation de  $K$  et  $n$  à partir du profil de température en sortie du canal. Les modèles réduits d'ordre 3 à 5 ont permis d'estimer  $K$  et  $n$  avec quelques pourcents d'erreur en présence d'un bruit d'écart-type  $0,3^\circ\text{C}$  sur les températures, et ce quelle que soit l'initialisation de l'algorithme d'estimation. Une telle approche pourrait permettre de développer un outil d'estimation en ligne de la viscosité.

## Références

- [1] J. Launay, N. Allanic, et al., Effect of viscous dissipation in the prediction of thermal behavior of an elastomer cylindrical flow, *J. Mater. Process. Technol.*, 252 (2018), 680–687.
- [2] M.H.R. Ghoreishy, M. Razavi-Nouri, G. Naderi, Finite element analysis of a thermoplastic elastomer melt flow in the metering region of a single screw extruder, *Comput. Mater. Sci.* 34 (2005) 389–396.
- [3] M. Clerc, *L'Optimisation par Essais Particulaires – Versions Paramétriques et Adaptatives*, Paris: Hermes Science-Lavoisier (2005).
- [4] M. Necati Özisik, H.R.B. Orlande, *Inverse Heat Transfer*, Taylor & Francis (2000).



# Thermal resistance evaluation in orthotropic single-lap joint composite materials

Didier DELAUNAY<sup>1\*</sup>, Maxime VILLIERE<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes UMR CNRS 6607  
Polytech'Nantes, 3 rue Christian Pauc, 44306 Nantes cedex 03

<sup>2</sup>Capacités, 26 Boulevard Vincent Gâche, 44200 Nantes

\*(auteur correspondant : didier.delaunay@uni-v-nantes.fr)

**Abstract** - Nous présentons une étude expérimentale et numérique de l'effet thermique de l'assemblage entre deux plaques composites orthotropes. Nous quantifions l'influence relative des différentes résistances induites par l'assemblage : résistances de constrictions, résistance du joint collé, influence de la largeur de recouvrement. Il apparaît que la résistance du joint de colle qui n'est pas prépondérante peut être compensée par l'augmentation de la surface de passage du flux liée au recouvrement dont la largeur peut donc être optimisée pour annuler l'effet de l'assemblage.

## Nomenclature

$Q$	total heat flux, W	$z$	coordinate trough the thickness
$R$	Thermal resistance $\text{KW}^{-1}$	<i>Greek symbols</i>	
$T$	température, K	$\lambda$	Thermal conductivity, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
$x, y,$	coordinates in the plane		

## 1. Introduction

Composite materials have numerous applications in engineering with the main objective of mass reduction in the aeronautic and automotive industries. In heat transfer, the very low transverse thermal conductivity which induces high thermal anisotropy is a drastic limitation. Classical books (Carslaw and Jaeger [1], Ozisik [2]) have devoted a considerable part of their contents to heat conduction problems in anisotropic bodies. Poon [3] first studied the transformation of heat conduction problems in layered composites from anisotropic to orthotropic. Poon et al. [4] presents coordinate transformations to study the anisotropic heat conduction problems using the methods of isotropic medium. Vutz and Angrist [5] used coordinate transformation from anisotropic to isotropic material to calculate thermal contact resistance. However, it is difficult to find in most cases the general solutions of anisotropic heat conduction equations for all possible boundary conditions.

The estimation of thermal resistance of junctions is crucial in electronic systems made of composite materials in a wide variety of engineering applications, specially the present one which concerns an electronic rack. Consequently, the thermal problem of heat dissipation from the electronic cards trough the rack becomes extremely important. Most of the studies in this field focused on the improvement of the transverse conductivity of composite materials (S. Han, D.D.L. Chung [6]), the measurement of the thermal contact resistance at the interface of joined materials considering 1D heat transfer (M. Khandelwal and M.M. Mench [7]), the development of thermal interface material (P. Zhang, Q. Li and Y. Xuan [8]), the numerical and analytical heat transfer in isotropic material with complex geometry for heat sink system and equivalent thermal resistance in these geometries (N. Simões et al. and W.J. Mansur [9], M. Ekpu et al. [10], A. Degiovanni et al. [11], T.Q. Feng, J.L. Xu [12]).

In our study, a 3D heat conduction problem for isotropic and orthotropic single lap joint made of composite materials or aluminum subjected to prescribed temperature and heat flux



on the extremities is investigated experimentally and numerically in steady state conditions. One of the objectives is to develop an efficient methodology to estimate the thermal resistance of a single lap junction. Investigations of thermal resistance in anisotropic 3D heat conduction problems are tedious due to the geometry and the anisotropy induced by the conductivities which leads to thermal constriction near the junction. An experimental device developed to measure the thermal resistance is presented. Numerical simulations that allow to evaluate the thermal effect of the junction are commented.

## 2. Experimental and numerical study of thermal resistance in a single lap composite joint.

### 2.1. Materials and properties

The materials consist of several carbon fabrics and epoxy resin matrix composites. The fibers volumetric fraction is close to 60% (it varies between 58% and 62% depending of the fibers densities). The fibers are obtained by interlacing warp and weft yarns orthogonally  $[0/90]_n$  to get orthotropic structures. Several different carbon fibers have been used: a Thermal Graphic<sup>®</sup> Fabric, the plain wave fabric (PWF), a 8-harness satin fabric (8-HS), and a Granoc Yarn GYXN-90-60S. The geometrical representation of the wave patterns in 2-D fabrics can be found in Derakhshan and Pourkharan [14]. The fibers used in this study have been developed for thermal management applications. The composites materials have been processed using resin transfer molding. The three eigenvalues of the homogenized conductivity tensor which are supposed to follow the fibers wrapping plane (ox, oy) and the transverse direction (oz) directions have been measured thanks to the two apparatus described by Thomas [15] and Villière [16]. In the wrapping plane, the (ox) direction is chosen to follow the fibers orientation and the (oy) is the orthogonal direction to (ox). The three directions (ox), (oy) and (oz) constitute an orthonormal basis corresponding to the eigenvectors of the conductivity tensor. Thus, the in-plane component  $\lambda_{xx}$  and  $\lambda_{yy}$  follow (ox) (oy) directions while the trough thickness conductivity  $\lambda_{zz}$  is in the transverse direction (oz). An isotropic material (5457 aluminum) has also been investigated. The conductivities components values for the equivalent homogenized composite material are given in Table 1.

Material	$\lambda_{xx}$ (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$\lambda_{yy}$ (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$\lambda_{zz}$ (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
Aluminum 5457	137	137	137
GYXN-90-60S	130	106	1.6
PWF	80	80	1.5
8-HS	140	128	1.6

Table 1: *Thermal conductivities of the materials*

### 2.2. Experimental procedure

For each material, two plates with respectively 21cm and 24cm lengths and 5cm width have been bonded with epoxy-silver glue. The schematic experimental device represented in the figure 1 consists of two plates, two flat heaters (0.6 mm thick) sandwiching the left plate and a cooling system sandwiching the right plate. Thermal grease is applied as a gap filler between the plate and the heater and between the plate and the cooling system, to improve the contact. The cooling system (made with cooper) is linked to a thermo regulated water bath.

The entire system is insulated by a 3 cm thick polyurethane layer.

Four 80  $\mu\text{m}$  diameter K-thermocouples have been placed into grooves on each plate. These thermocouples are glued with epoxy. The domains in which sensors can be placed are these in which no constriction effects exist i.e. temperature is uniform in the thickness of the plates. This condition is considered satisfied when the temperature difference in the thickness of the plate is small. Figures 2 and 3 show examples of these domains for isotropic and anisotropic single laps virtually jointed with glue. We see that, for anisotropic materials, the uniform temperature domains limited by planes M2 and M3 are larger than for isotropic materials. Simulations of the system for each material (composite or Aluminum) are required before experiment to identify the adequate sensors locations. The modeling and simulation are described in the next section. The exact locations of the thermocouples are then measured with a travelling microscope. Temperature measurements are performed in steady state.

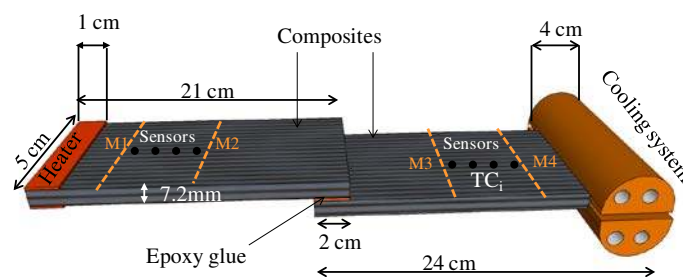


Figure 1: Schematic view of the experimental device

### 2.3. Heat transfer modeling.

The heat conduction in the experimental device presented on figure 1 has been modeled by using the software COMSOL<sup>®</sup>. The thermal contact resistance between the insulation and the other materials (composite plates, cooling system, heaters, glue) is negligible compared to the resistance of the insulating material (5%), nevertheless, it is approximated by a thin air layer (thickness  $e=1\text{mm}$ ). We suppose the heat flux continuity at the heaters-composites plates, composites-glue, composites-cooling system interfaces.

### 3. Comparison between experimental and numerical results

The duration of the experiments was about 9000 s and the steady state was reached after about 2000 s depending on the material. The temperature recorded by each thermocouple was averaged from the 7000<sup>th</sup> second to the end of the experiment. An example of the average temperatures for each sensor is represented on figure 4. In each composite part, the temperature has been extrapolated over the whole domain where there is no thermal constriction, i.e. the domain delimited by M1-M2 and M3-M4 (see figure 1). Numerical results and experimental one are shown on the same figure. In the domains M1-M2 and M3-M4, the temperatures are uniform in each cross-section along the plates. However, in the constriction domains O-M1, M2-M3 and M4-L, the temperature is not uniform as it is shown on figure 3. In the junction, (the two plates and the glue), the averaging of the temperature has no longer physical sense, so the numerical temperature profiles are not represented. We have observed for all the tested materials, a very good agreement between the numerical and the

experimental temperature profiles. In addition, the lateral heat losses have been numerically evaluated from the temperature gradient in each composite plate. It was found for all experiments to be lower than 4%. This is due to the insulation and to the low transverse conductivity which limits heat transfer in the transverse direction. They are not sensitive to the heat transfer coefficients at the surface of the insulating layer, its thermal resistance being large. The experimental resistances  $R_{M2-M3}$  ( $R_{M2-M3} = (T_{M2} - T_{M3})/Q$ ) have been compared to the numerical one.  $Q$  is obtained from the electrical power of the heaters. The differences are smaller than 3%, so we consider that the results are in a good agreement.

#### 4. Results analysis

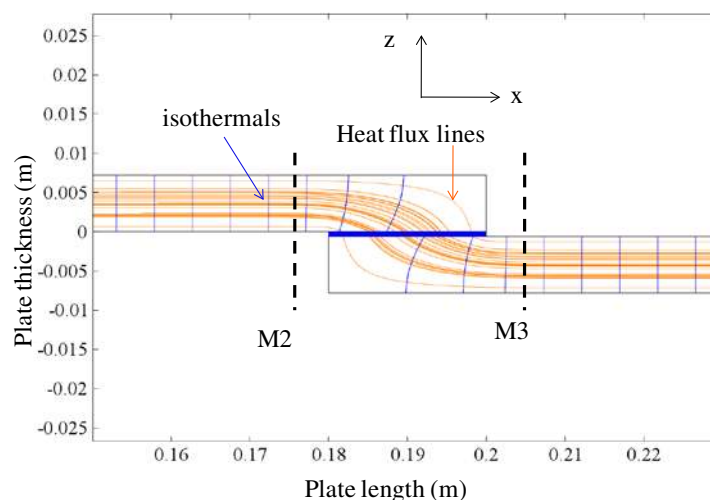


Figure 2: Isotherms and heat flux lines for isotropic material ( $\lambda_{ii}/\lambda_{zz}=1$ ,  $i=x, y$ )

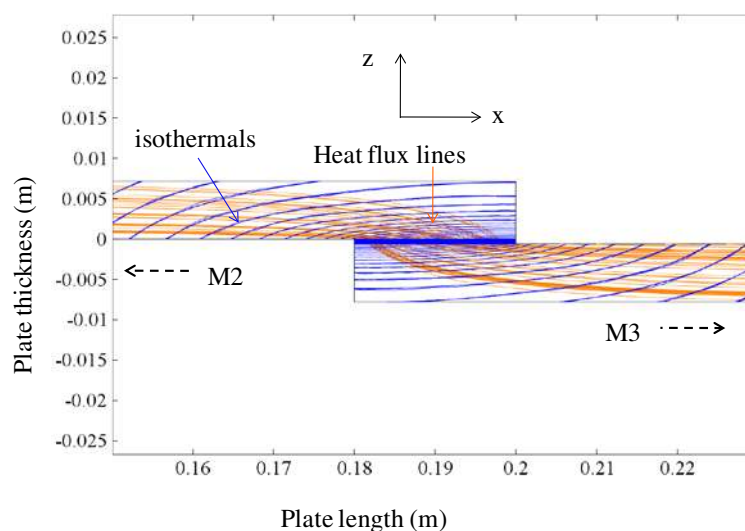


Figure 3: Isotherms and heat flux lines for anisotropic material ( $\lambda_{ii}/\lambda_{zz}=100$ ,  $i=x, y$ )

As explained previously, the junction induces thermal resistance which is delimited by the cross-sections at M2 and M3. This resistance can be seen as the sum of two "walls resistances" ( $R'_{p3}$  and  $R'_{p5}$ ), four "macro constriction" resistances ( $R_{MC3}$ ,  $R_{MC5}$  and two  $R_{MC4}$ ) and the glue thermal resistance ( $R_{glue}$ ), including the thermal contact resistance between the glue and the plates, as shown on figure 5. The resistances in the domains 3 and 5

(respectively 2 and 6) are equal for symmetry reasons. Similarly the two macro-constriction in the domain 4 are identical.

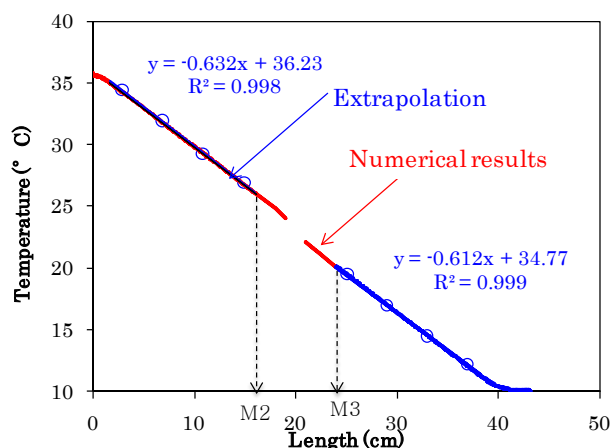


Figure 4: Measurements and numerical simulations on GYXN-90-60g

To evaluate the global effect of these resistances which cannot be individually defined globally because the heat flux densities are not uniform in the junction, we consider a fixed domain M2-M3 of 7 cm width which contains all the macro-constriction effects, whatever the material. This domain was determined from the 8-HS composite which has the larger constriction domain. To highlight how the junction modifies the heat flow, we compare with a single plate which has only a “wall resistance” between the sections delimited by M2 and M3 chosen as a reference resistance to compare with the single-lap junction resistance. Moreover, the "wall" and macro-constriction resistances in the region 1, 2, 6 and 7 of the two structures are identical; then, the comparison will be done in the domain M2-M3. The equivalent

resistance of the single plate in this domain is designed as  $R_{ref}$ . The ratio  $\frac{\Delta R_{M2-M3}}{R_{ref}} = \frac{R_{M2-M3} - R_{ref}}{R_{ref}}$ , (see figure 6) between the single lap and the single plate have been evaluated. The results

obtained are shown in Table 2. The ratios  $\frac{\Delta R_{M2-M3}}{R_{ref}}$  obtained show that for composite materials the single-lap joint seems to induce an increase of the resistance in comparison with the single-plate. This is mainly due to the increasing of the macro-constriction resistance in the domain in which heat transfer is 2D, including the one delimited by CD and FG.

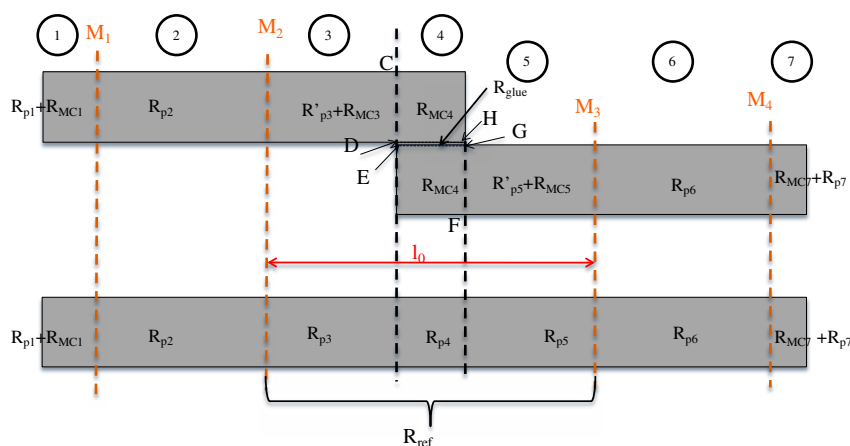


Figure 5: Detail of the overall resistance  $R_{M2-M3}$

The results obtained with the 5457 Aluminum show that the single-plate leads to a resistance close to the single-lap one. At first glance, this result seems strange; however, the decreasing of the resistance in the single-lap junction is due to the increase of the section at the junction in which heat flows, despite of the 0.6 mm glue thickness that increases the resistance. In the same way, for composite material, the low transverse conductivity and the glue increases the resistance but the increase of the section of heat flow reduces the global resistance of the junction.

Materials	Plate thickness (mm)	Glue thickness (mm)	$\frac{\Delta R_{M2-M3}}{R_{yef}}$
Aluminum 5457	4.1	0.6	1.2%
GYXN-90-60S	3.2	0.6	19.4%
PWF	7.2	1.6	44.6%
8-HS	7.2	1.4	50.3%

Table 2: Thermal resistances from experimental and numerical results

The composites plates used for the experimental study do not have the same thickness. Then, the glue thickness varies to ensure a good bonding and so, avoiding the break of the assembly during the experiment. Evidently, the resistance due to the glue cannot be obtained by the relation  $R_{glue} = e_{glue}/\lambda_{glue}$ , due to the fact that the isothermal lines in the adhesive glue are not parallel to the adhesive-composite interfaces as shown on figure 3.

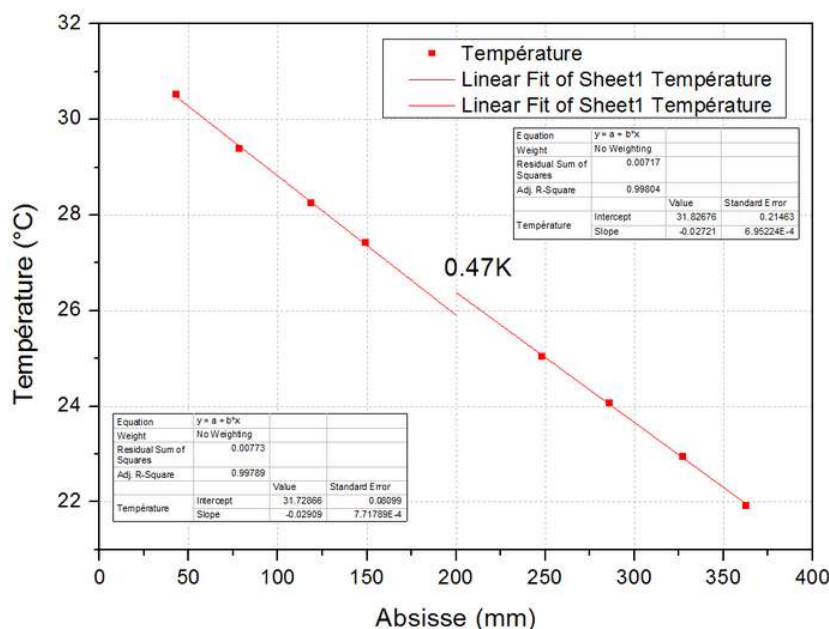


Figure 6: example of « negative » global resistance

However, the figure 6 shows an example of unexpected result. At the opposite of the behavior observed on figure 4, we see something like a “negative” thermal resistance induced by the junction. In fact, this non intuitive result is due to the increase of the passage section of the heat flux combined with the high conductivity in the plane of the composite that compensates the effect of the thermal contact resistance. There is an optimum size of the recovery area for which the junction has no effect on the global thermal resistance. We have verified that this is also true if the two plates are riveted, but in this case the pressure plays a role in the global resistance.

## 5. Conclusion

This paper presents a methodology to estimate and to compare thermal resistances between a single-lap junction and a single plate. This method is valid for isotropic and anisotropic materials. An experimental apparatus allowed to validate the results of the numerical simulations. It was verified that the junction resistance depends on the interfacial glue resistance, the macro-constriction resistance which depends on the geometry and the thermal conductivities, the "wall resistance" which depends on the width of the macro-constriction domain delimited by M2 and M3 and the samples thicknesses. We can conclude that it would be possible to found the width of the recovery area which compensates exactly the effect of the junction. In the future, it would be interesting to do a parametric analysis based on the dimensionless 2D heat equation in the anisotropic composite assembly.

## References

- [1] H.S. Carlaw and J.C. Jeager *Conduction of heat in solids*, 2nd Edition, Oxford at the Clarendon Press, 1958, pp 1-49. M. N. Ozisik *Heat Conduction* 2nd Edition John Wiley and Sons, Inc, 1993 pp 617-652.
- [2] M. N. Ozisik *Heat Conduction* 2nd Edition John Wiley and Sons, Inc, 1993 pp 617-652.
- [3] K.C. Poon, Chang, Transformation of heat conduction problems from anisotropic to orthotropic, *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 6 1979 pp 503-5011.
- [4] K.C. Poon and Y.P. Chang, Transformation of heat conduction problems from anisotropic to isotropic, *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 5 1978 pp 215-221. K.C.
- [5] N. Vutz, S.W. Angrist, Thermal contact resistance of anisotropic material, *ASME Journal of Heat Transfer*, February 1970, pp 17-20.
- [6] S. Han, D.D.L. Chung, Increasing the through-thickness thermal conductivity of carbon fiber polymer–matrix composite by curing pressure increase and filler incorporation, *Composites Science and Technology* 71 (2011) 1944–1952.
- [7] M. Khandelwal, M.M. Mench, Direct measurement of through-plane thermal conductivity and contact resistance in fuel cell materials, *Journal of Power Sources* 161 (2006) 1106–1115
- [8] P. Zhang, Q. Li, Y. Xuan, Thermal contact resistance of epoxy composites incorporated with nano-copper particles and the multi-walled carbon nanotubes, *Composites: Part A* 57 (2014) 1–7
- [9] N. Simões, I. Simões, A. Tadeu, C.A.B. Vasconcellos, W.J. Mansur, 3D transient heat conduction in multilayer systems - Experimental validation of semi-analytical solution, *International Journal of Thermal Sciences* 57 (2012) 192-203
- [10] M. Ekpu, R. Bhatti, M.I. Okereke, S. Mallik, K. Otiaba The effect of thermal constriction on heat management in a microelectronic application, *Microelectronics Journal* 45(2014)159–166
- [11] A. Degiovanni, B. Remy, S. Andrea, Thermal resistance of a multi-constrictions contact: A simple model, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003) 3727–3735
- [12] T.Q. Feng, J.L. Xu, An analytical solution of thermal resistance of cubic heat spreaders for electronic cooling, *Applied Thermal Engineering* 24 (2004) 323–337.
- [13] C.V. Madhusudana, Thermal contact conductance, 49th illustration, Springer-Verlag, 1996, pp 9-21.

- [14] D. Derakhshan, F. Poufakharan, Woven fabric composites and its behavior under anti-plane loading, *Procedia Engineering* 14, 2011, pp 2830-2838.
- [15] M. Thomas, N. Boyard, N. Lefèvre, Y. Jarny, D. Delaunay, [An experimental device for the simultaneous estimation of the thermal conductivity 3-D tensor and the specific heat of orthotropic composite materials](#), *International journal of heat and mass transfer*. Vol. 53, Issues 23-24, 2010, pp 5487-5498.
- [16] M. Villière, D. Lecointe, V. Sobotka, N. Boyard, D. Delaunay, [Experimental determination and modeling of thermal conductivity tensor of carbon/epoxy composite](#), *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, Volume 46, March 2013, Pages 60-68.

### **Acknowledgements**

This work was supported by the "Agence nationale de la Recherche (ANR)" in the framework of the program "Multimaterial mUltiphysics Junction" (MUJU).

# Mesure de tension de surface de métaux liquides par la méthode de la goutte sessile

Morgan DAL<sup>1\*</sup>, Frédéric COSTE<sup>1</sup>, Matthieu SCHNEIDER<sup>1</sup>, Rémy FABBRO<sup>1</sup>, Ricardo BOLIS<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux PIMM  
151 Boulevard de l'Hôpital - 75013 Paris

\*(auteur correspondant : morgan.dal@ensam.eu)

Résumé - La croissance de la simulation numérique des procédés mène à un besoin grandissant de connaissance de propriétés thermophysiques des matériaux. Comme les données de la littérature, relatives aux métaux liquides, sont encore aujourd'hui assez dispersées, nous proposons dans cet article une application de la méthode de la goutte sessile (posée) sur trois matériaux dits réfractaires (Nb, Ta et W). Cette méthode bien connue présentant des avantages et inconvénients certains, les auteurs décrivent dans ce document leurs configurations expérimentales (gaz de protection, moyen de chauffage, visualisation, ...) et analysent les résultats de manière critique proposant des améliorations.

## Nomenclature

$g$	accélération de la pesanteur, $m/s^2$	Symboles grecs	
$m$	masse de la goutte, kg	$\gamma$	tension de surface, N/m
$P$	pression, Pa	$\kappa$	courbure, $m^{-1}$
$r_0$	rayon de contact, m	$\rho$	masse volumique, $kg/m^3$
$S$	surface de contact, $m^2$	Indices et exposants	
$z_0$	hauteur à l'apex, m	$g$	goutte

## 1. Introduction

La détermination des propriétés thermophysiques est un sujet qui est depuis longtemps d'importance première dans le secteur de l'industrie. Citons, par exemple, le cas de l'industrie lourde, dans lequel la maîtrise du comportement des matériaux métalliques est particulièrement sensible. Que ce soit en phase solide ou en phase liquide, la connaissance des propriétés thermiques d'un alliage, subissant une transformation, permet d'anticiper des propriétés mécaniques résiduelles d'une pièce et donc une fonctionnalité.

De plus, depuis quelques années, la simulation numérique prend une place de plus en plus importante dans le dimensionnement et la fabrication d'une pièce. Par exemple, les thématiques de la mise en forme, de l'assemblage ou même de la découpe sont largement étudiées numériquement. Si les modèles physiques sont globalement bien connus, une incertitude non négligeable subsiste sur les propriétés des matériaux notamment sur le comportement thermique des métaux à hautes températures (liquide). En effet, les métaux usuels ont des températures de fusion relativement hautes, autour de  $1500\text{ }^\circ C$ , par conséquent les techniques utilisées à froid ne sont pas toujours utilisables. A ces hautes températures apparaissent aussi des propriétés fluides telles que la tension de surface ou la viscosité. Si les propriétés thermophysiques conventionnelles sont, la masse volumique  $\rho$ , la conductivité thermique  $\lambda$  et la chaleur massique à pression constante  $c_p$ , les auteurs du domaine ajoutent régulièrement la tension de surface  $\gamma$  ainsi que la viscosité dynamique



$\mu$ . Aujourd'hui, il n'existe pas de configuration expérimentale unique capable de mesurer l'ensemble de ces propriétés. Par conséquent, les présents auteurs se concentreront ici sur la tension de surface.

La tension de surface, est comme son nom l'indique, une propriété de surface, il s'agit de la tension générée par la différence entre les énergies de liaison des deux fluides présents à l'interface. Si cette propriété est importante sur le comportement du matériau liquide, sa variation avec la température l'est tout autant. Due à l'inhomogénéité des températures, cette variation induit un gradient de tension superficielle qui génère un écoulement tangentiel à l'interface, l'effet Marangoni.

Cette tension est généralement mesurée indirectement au travers de la forme que prend un volume élémentaire, une goutte ou une bulle ([5]), à l'équilibre avec la gravité. Citons par exemple les méthodes de la goutte posée ([6], [9]), de la goutte pendante ([6], [14], [2]), de la goutte en sustentation ([13]) ou en chute libre ([15]) et encore la méthode de la pression maximale de bulle références([8], [11]). Notons que les méthodes de sustentation font intervenir le comportement dynamique de la goutte.

Seule la méthode de la goutte posée (sessile) permet la mesure d'un angle de contact entre un liquide et un substrat dans une atmosphère gazeuse donnée, et dans la mesure où la notion de mouillabilité peut être importante dans les applications industrielles, les auteurs se concentrerons sur cette dernière.

Dans ce document, les auteurs commenceront par présenter la méthode utilisée. Ensuite le dispositif expérimentale sera détaillé, suivi des mesures de tension pour différents matériaux. Pour finir, les résultats seront analysés et une conclusion sur la méthode pourra alors être détaillée.

## 2. Méthode de la goutte sessile

Cette méthode se base sur l'équilibre d'une goutte soumise à la gravité et libre de toute déformation (longueur caractéristique supérieure à la longueur capillaire  $\sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$ ). L'écart entre la pression dans la goutte ( $P_g$ ) et la pression extérieure ( $P_{ext}$ ) est donnée par la relation de Young-Laplace ([1]) (eq. 1).

$$\Delta P = P_g - P_{ext} = \gamma \kappa \tag{1}$$

Avec  $\gamma$  la tension de surface et  $\kappa$  la courbure locale de la goutte.

Au repos, la pression de Laplace ( $\Delta P$ ) équilibre donc le poids de la goutte et la pression hydrostatique :

$$\gamma \kappa = \frac{mg}{S} - \rho g z \tag{2}$$

Avec  $m$  la masse de liquide,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $S$  la surface de contact entre la goutte et le substrat et  $z$  l'axe relatif à la hauteur.

Il est donc possible de déterminer  $\gamma$  directement de la relation 2. Cette méthode, extrêmement simple et rapide à appliquer présente néanmoins quelques inconvénients. Par exemple, la tension de surface est supposée constante sur toute la goutte, il est donc nécessaire, expérimentalement, d'assurer l'homogénéité des températures. De plus,

l'équilibre des pression (eq. 2) ne considère pas de terme hydrodynamique, les oscillations ou autres effets liés à l'écoulement sont donc aussi à éviter.

### 3. Installation expérimentale

Le dispositif expérimental associé à la méthode de la goutte posée est composé essentiellement de trois parties, une enceinte, un substrat et une caméra (Figure 1).

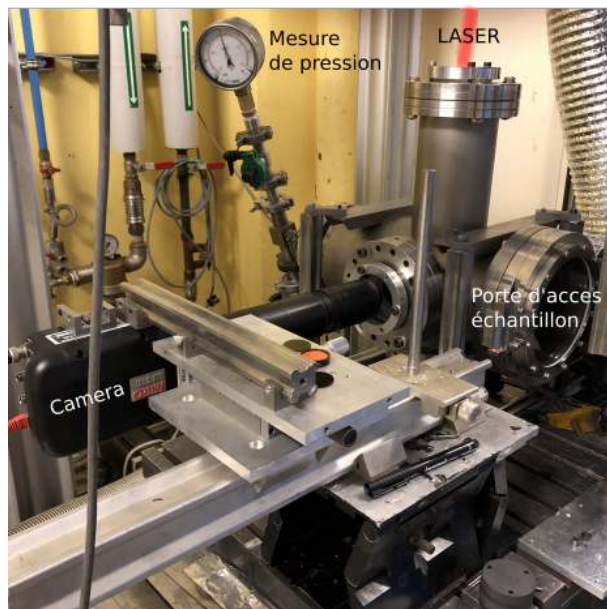


Figure 1 : Installation expérimentale.

L'enceinte est utilisée pour isoler l'échantillon de l'oxygène de l'air, oxydant et tensio-actif, donc particulièrement nocif pour les mesures de tension de surface. Pour assurer un taux d'oxygène suffisamment faible l'enceinte à vide est purgée puis remplie d'argon jusqu'à un retour à la pression atmosphérique.

La caméra (phantom Miro Lab 310) est positionnée latéralement à l'échantillon afin de mesurer au mieux les formes obtenues un fois fondu. La fréquence d'acquisition varie de  $500\text{ Hz}$  à  $1\text{ kHz}$  en fonction de la durée de mesure souhaitée donc du matériau. Les optiques de la caméra sont adaptées de manière à avoir une résolution de mesure suffisante ( $8\ \mu\text{m} < 1\text{ px} < 15\ \mu\text{m}$ ). Précisons que la caméra est étalonnée en température ([10]). Les vidéos sont donc des successions d'images thermiques de la goutte au cours du temps.

Le substrat est ici une pièce carrée en tungstène de  $5\text{ mm}$  d'épaisseur pour  $4\text{ cm}$  de côté. Les intérêts d'un tel support sont : son point de fusion élevé ( $> 4500\text{ K}$ ) et sa faible réactivité avec les matériaux considérés dans cette étude. Notons que lors de l'étude du tungstène, un substrat en graphite sera utilisé. Les conséquences de ce choix seront présentées lors de l'analyse des résultats. Les échantillons étudiés sont chauffés par laser (Yb-YAG) à des puissances et des temps dépendants du matériau traité (Tableau 1).

Ces paramètres laser sont identifiés expérimentalement, de manière à atteindre un niveau de température supérieur à la fusion mais inférieur à la vaporisation qui déformerait la surface du liquide perturbant ainsi la mesure.

Materiau	Niobium	Tantale	Tungstène
Puissance laser ( $W$ )	1750 - 2200	1000	3000
Durée ( $s$ )	7 - 10	3	10

Tableau 1 : Paramètres laser

## 4. Mesure de tension de surface

### 4.1. Méthodologie

Cette méthode de mesure étant très simple (eq. 2), seuls quelques points caractéristiques de la forme de la goutte sont à identifier :

- la hauteur maximale de la goutte, i.e. la coordonnée en  $z$  à l'apex  $\rightarrow z_{max}$
- le rayon de contact goutte/substrat (la surface  $S$  étant circulaire)  $\rightarrow r_0$
- la courbure de la goutte à l'apex  $\rightarrow \kappa$
- la masse de l'échantillon  $\rightarrow m$
- le volume de l'échantillon (pour déterminer la masse volumique)  $\rightarrow V$

La masse est mesurée avant traitement par une balance de précision (résolution de  $10^{-4}$  g). Les autres inconnues sont mesurées sur les vidéos pour chaque image. Notons cependant que sur l'ensemble du cycle thermique, seul le refroidissement est analysé. En effet, durant l'irradiation laser, un gradient thermique est observé dans la partie supérieure de la goutte générant même des écoulements (figure 2-a) alors qu'après l'arrêt du laser (figure 2-b) la température observée est bien plus homogène. Sur les images présentées sur la figure 2, les flèches indiquent les modifications macroscopiques de formes induites par le chauffage. Sur cet exemple, la goutte chauffée est moins large et plus haute, la tension de surface mesurée s'en trouverait donc affectée.

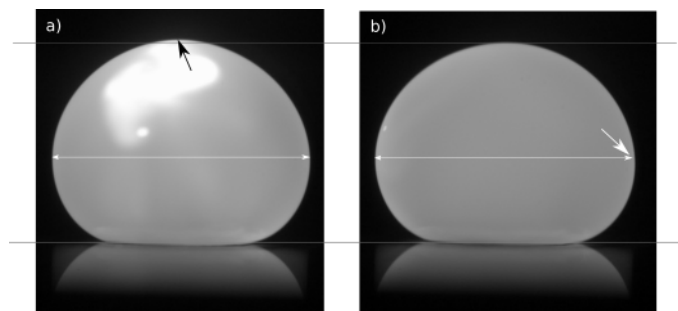


Figure 2 : Visualisation du gradient dans les gouttes, exemple du fer pur, a) sous irradiation laser, b) après arrêt du laser

Sur ces images, les dimensions caractéristiques sont extraites par un scripte Python 2.7 dans lequel sont implémentées les étapes suivantes :

- lecture globale de la vidéo et stockage des niveaux de gris de chaque pixel
- traitement à chaque instant
  1. traitement des images (seuillage, centrage, ligne de base, suppression du reflet)
  2. détection du contour
  3. lecture de la largeur maximale
  4. lecture de la hauteur maximale
  5. calcul de la courbure

6. calcul du volume (intégration des surfaces élémentaires selon  $z$ ) puis de la masse volumique
7. calcul de tension de surface

## 4.2. Résultats

### 4.2.1. Validation de la répétabilité de la mesure sur niobium

Afin de valider la capacité de la mesure à être reproduite et sa faible dépendance aux conditions opératoires, un matériau, le niobium est soumis à trois configurations expérimentales (Tableau 2). Dans cette table, le temps d'intégration (ou temps d'ouverture) est un réglage caméra correspondant à la durée, pour chaque image, durant laquelle le rayonnement issu de l'échantillon est reçu par le capteur. Des densités optiques de 1 et de 2 sont positionnées dans le chemin optique et étant calibrées en absorbance, elles permettent l'atténuation du rayonnement incident ( $D = -\log_{10} \frac{I}{I_0}$ ) respectivement d'un facteur 10 et 100. Ces deux paramètres sont donc fortement corrélés à la mesure de température et à la "luminosité" générale des images observées. Notons que dans les résultats relatifs au niobium (Figure 3), la mesure de température n'est

Materiau	Cas 1	Cas 2	Cas 3
Puissance laser ( $W$ )	1750	2200	2200
Durée chauffage ( $s$ )	7	10	10
Temps d'intégration ( $\mu s$ )	1	1	5
Densité optique	1	1	2

Tableau 2 : Paramètres laser

pas présentée. Néanmoins, la représentation est faite en fonction du numéro d'image, durant le refroidissement, par conséquent il est possible de voir une augmentation de la tension lors de la baisse de température, ce qui est cohérent avec la littérature. De plus, la valeur de la tension mesurée à la température de fusion (1,9  $N/m$  numéros d'image élevés) est aussi très proche des données bibliographiques ([3], [4], [7]). Des observations similaires sont réalisables pour la masse volumique qui augmente lorsque la température diminue et qui se stabilise autour de 8500  $kg/m^{-3}$  à la température de fusion ([3], [4], [7]).

Cependant, cette étape est essentiellement dédiée à la validation de la répétabilité de la méthode en fonction des paramètres de chauffe (laser) et des paramètres d'acquisition (caméra rapide). Au regard de la figure 3), il est assez clair que le choix des paramètres procédés entraîne peu de variation sur le résultat final (cas 1 et 2). D'ailleurs, les courbes de tendances, purement indicatives, sont quasiment superposées. En revanche, les réglages caméra et optiques (cas 2 et 3) ont une influence non négligeable. En effet, la tension et sa variation avec la température semblent légèrement surestimées.

Les perturbations générées sur la tension superficielle par les réglages caméra et optiques peuvent s'expliquer par la notion de seuillage. En effet, la méthode est basée sur de la détection de contour, par conséquent, un changement de réglage optique va induire des niveaux de gris différents, plus faibles en l'occurrence. Le seuil de binarisation n'est donc probablement plus parfaitement adapté modifiant ainsi très légèrement la géométrie étudiée. Cela se vérifie par une masse volumique mesurée dans le cas 3, quelque peu inférieure à celle du cas 2.

Afin de ne pas retrouver ce type de variation dans le reste de l'étude, les paramètres optiques de l'installation seront adaptés à chaque cas de manière à avoir une échelle de niveaux de gris la plus importante possible. Cela revient à maximiser la sensibilité de la mesure.

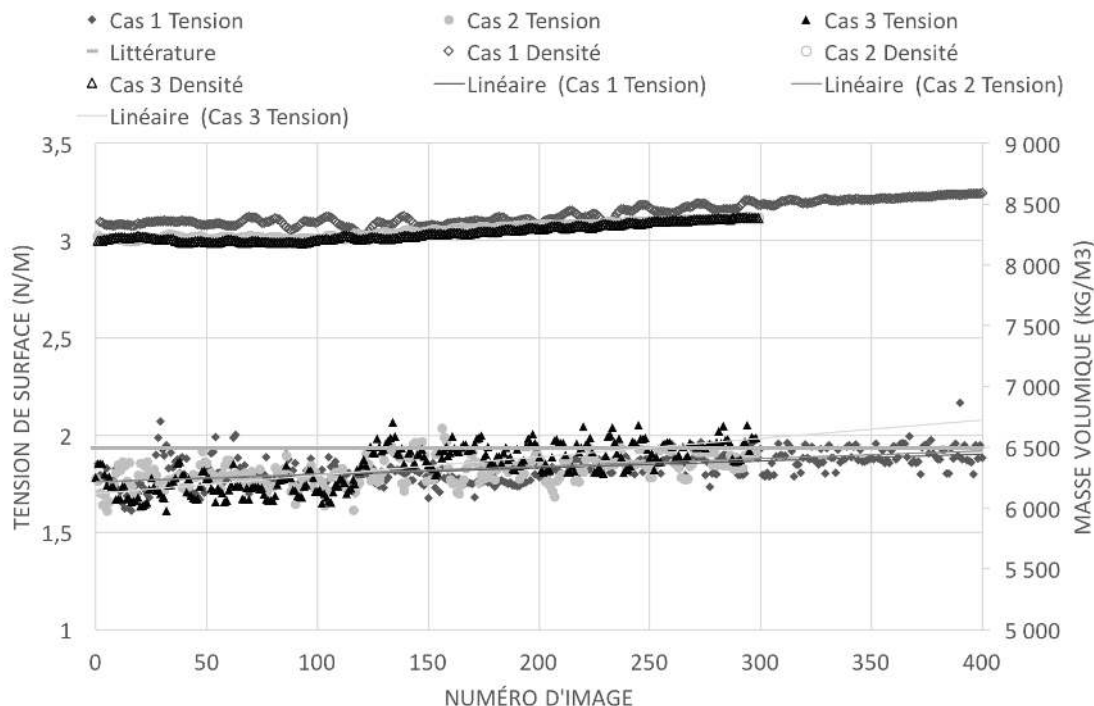


Figure 3 : Tensions de surface et masse volumique du Niobium mesurées pour 3 configurations expérimentales (Tableau 2).

#### 4.2.2. Évolution en fonction de la température pour le tantale et le tungstène

Le tantale et le tungstène sont considérés comme deux métaux réfractaires, i.e. à points de fusion très élevés, respectivement,  $3290\text{ K}$  et  $3695\text{ K}$  [3]. Il est donc conventionnellement difficile d'étudier leurs propriétés fluides.

La figure 4 présente les résultats des mesures de tensions de surface et de masses volumiques du tantale et du tungstène en fonction de la température. Étant données les plages de température, le tantale se situe sur la gauche du graphique et le tungstène, sur la droite. Si les mesures de tensions superficielles sont assez bruitées ( $\pm 0,17\text{ N/m}$ ), elles restent globalement proches des données de la littérature. Les masses volumiques sont moins dispersées et sont aussi relativement proches, même si supérieures ( $< 5\%$  pour le tungstène et  $< 3\%$  pour le tantale), des données bibliographiques. Les écarts avec la littérature, sont liés aux acquisitions d'information dans les vidéos. Certains points très sensibles ont pu être identifiés, par exemple, la définition de l'échelle de mesure doit être effectuée avec le plus grand soin. La définition de la ligne de base a aussi un effet non négligeable sur les valeurs finales. Notons aussi que même si intéressants, les résultats portant sur le tungstène sont à analyser avec précaution dans la mesure où ne pouvant utiliser le substrat également en tungstène, il a été substitué par du graphite. Or, le graphite réagit avec le tungstène durant la fusion (diffusion). Les résultats présentés ne concernent donc plus parfaitement du tungstène pur. Une analyse chimique complémentaire serait nécessaire pour identifier précisément ce mélange.

Pour le tantale, les mesures de la tension en fonction de la température ont été comparées à une relation linéaire issue d'une étude bibliographique ([12]). Il est possible d'observer que, malgré un léger écart en amplitude et du bruit de mesure, la linéarisation des données expérimentales présente une pente similaire à la littérature. A cela, rappelons que pour les métaux liquides, cette variation cruciale car elle induit un écoulement important (effet Marangoni).

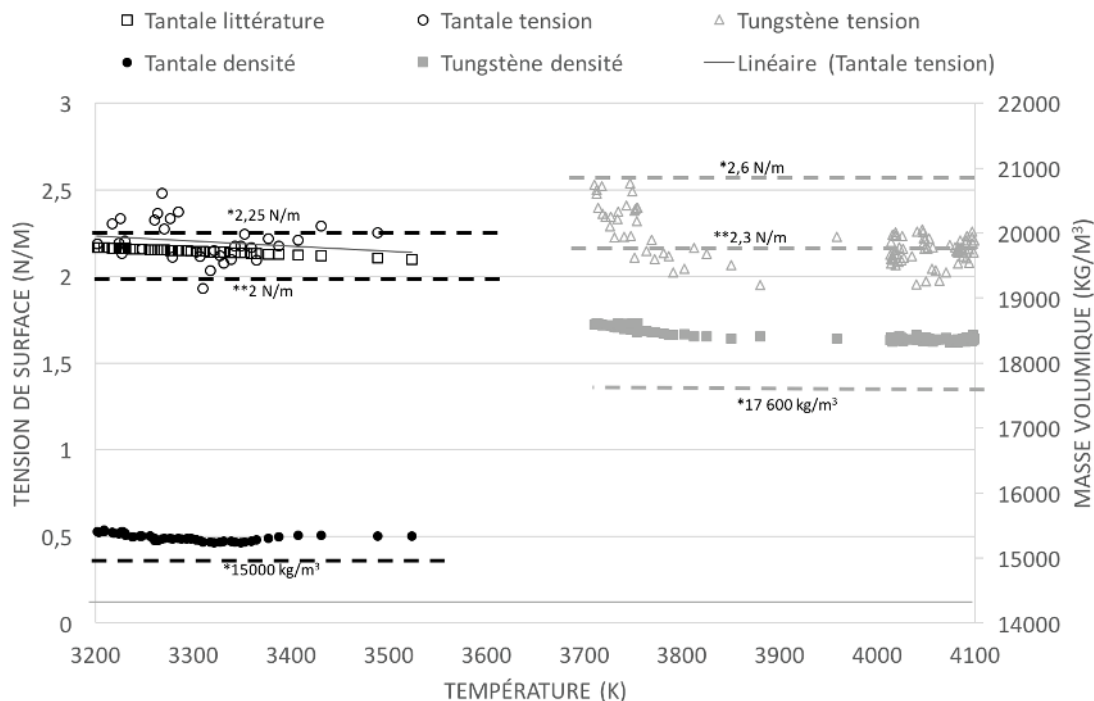


Figure 4 : Tensions de surface et masse volumique du tantale et du tungstène. (Données littéraires : \* [3] et \*\*[7])

Quelques particularités sont visibles sur ce graphique. Citons par exemple, les températures les plus basses qui sont légèrement inférieures aux températures connues de solidification. Cela s'explique, mises à part les incertitudes de mesure, par de légères surfusions (environ 50 °C dans les deux cas) visibles sur les signaux bruts de température.

## 5. Conclusion

En conclusion, la méthode très simple mise en œuvre dans ce travail permet d'aboutir à des résultats qualitatifs proches de la littérature. Cependant, certaines précautions sont à prendre et certaines limites sont à identifier. Par exemple, la configuration opératoire et plus particulièrement le chauffage par laser permet des acquisitions à hautes températures mais limite à la phase de refroidissement. Le fait que la goutte soit posée sur un substrat métallique est "confortable" expérimentalement mais favorise les gradients thermiques et perturbe donc la mesure.

Lors de l'analyse, il a été observé une grande sensibilité des résultats aux références spatiales telles que la définition de l'échelle ou la sélection de la ligne de base.

De plus, cette méthode avec "contact" entre l'échantillon et un substrat est, par définition, favorable en cas de besoin d'angle de mouillage, mais trouve sa limite lors de l'étude d'un matériau proche chimiquement du substrat ou réactif.

Les perspectives et travaux en cours portent donc sur la mise en place de configurations expérimentales "sans contact" telles que les méthodes de sustentation ou de chute, basées sur les modes d'oscillations de gouttes et qui permettent de déterminer la tension de surface, la masse volumique mais aussi la viscosité dynamique.

## Références

- [1] A.W. Adamson and A.P. Gast. *Physical Chemistry of Surfaces*,. Wiley, 1997.
- [2] J. M. Andreas, E. A. Hauser, and W. B. Tucker. Boundary tension by pendant drops. *J. Phys. Chem*, pages 1001–1019, 1938.
- [3] F. Aqra and A Ayyad. Surface tension ( $\gamma_{lv}$ ), surface energy ( $\gamma_{sv}$ ) and crystal-melt interfacial energy ( $\gamma_{sl}$ ) of metals. *Current Applied Physics*, pages 31–35, 2012.
- [4] S. Blairs. Correlation between surface tension, density, and sound velocity of liquid metals. *Journal of Colloid and Interface Science*, pages 312–314, 2006.
- [5] P.G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin, 2005.
- [6] O. I. del Rio and A. W. Neumann. Axisymmetric drop shape analysis : Computational methods for the measurement of interfacial properties from the shape and dimensions of pendant and sessile drops. *Journal of Colloid and Interface Science*, pages 136–147, 1997.
- [7] N. Eustathopoulos, B. Drevet, and E. Ricci. Temperature coefficient of surface tension for pure liquid metals. *Journal of Crystal Growth*, pages 268–274, 1998.
- [8] V. B. Fainerman, R. Miller, and P. Joos. The measurement of dynamic surface tension by the maximum bubble pressure method. *Journal of Colloid and Interface Science*, pages 731–739, 1994.
- [9] W. D. Kingery and M. Humenik Jr. Surface tension at elevated temperatures. i. furnace and method for use of the sessile drop method ; surface tension of silicon, iron and nickel. *J. Phys. Chem*, pages 359–363, 1953.
- [10] M. Muller, R. Fabbro, H. El-Rabii, and K. Hirano. Temperature measurement of laser heated metals in highly oxidizing environment using 2d single-band and spectral pyrometry. *Journal of Laser Applications*, pages 22006–1 – 22006–11, 2012.
- [11] A. Pamies, C. Garcia Cordovilla, and E. Louis. The measurement of surface tension of liquid aluminium by means of the maximum bubble pressure method : effect of surface oxidation. *Scripta Metallurgica*, pages 869–872, 1984.
- [12] P.F. Paradisa, T. Ishikawa, and S. Yoda. Surface tension and viscosity of liquid and under-cooled tantalum measured by a containerless method. *Journal of Applied Physics*, pages 145–147, 1978.
- [13] M. Przyborowski, T. Hibiya, M. Eguchi, and I. Egry. Surface tension measurement of molten silicon by the oscillating drop method using electromagnetic levitation. *Journal of Crystal Growth*, 151(1) :60 – 65, 1995.
- [14] C. E. Stauffer. The measurement of surface tension by the pendant drop technique. *J. Phys. Chem*, pages 1933–1938, 1965.
- [15] T. Matsumoto, H. Fujii, T. Ueda, M. Kamai, and K. Nogi. Measurement of surface tension of molten copper using the free-fall oscillating drop method. *Measurement Science and Technology*, 16(2) :432, 2005.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au CEA-CESTA, et en particulier à J. Couzi, pour sa participation scientifique et financière au développement des installations expérimentales présentes et futures.

# Contactless transient THz Thermo-Transmittance measurement: Application on PVC and PTFE

M. Bensalem<sup>1</sup>, A. Sommier<sup>1</sup>, J. C. Mindeguia<sup>1</sup>, J. C. Batsale<sup>1</sup> and C. Pradere<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>I2M, UMR CNRS 5295, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence, France.

<sup>2</sup>Tomsk Polytechnic University, Lenin Ave, 30, Tomsk 634050, Russia.

\*(Corresponding author: christophe.pradere@u-bordeaux.fr)

**Abstract** - Recently, the use of THz technique showed to be efficient in several domains such as security, non-destructive testing, water content monitoring for wood and food products. These waves can transmit the insulating materials but are reflected by metals and absorbed by water. However, the THz shows also to be affected by the temperature change of sample. This study aims to highlight the use of THz radiations for contactless measurement of thermo-transmittance during transient temperature release of insulating materials, opaque in visible or IR range (PVC and PTFE).

**Key words:** Terahertz, thermo-transmittance, transient temperature, homogeneous material.

## Nomenclature

$I$	transmitted signal, DL	$\Gamma$	Thermo-transmittance,
$I_0$	emitted signal, DL	<i>Greek symbols</i>	
$T$	temperature, K	$\mu$	absorption coefficient, m <sup>-1</sup>
$T_0$	ambient temperature, K	$\mu$	wavelength, m <sup>-1</sup>
$e$	thickness of sample, m	$\kappa$	thermo-transmittance coefficient, m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$x,y,z$	directions of sample according to respectively width, high and thickness, m		

## 1. Introduction

The non-contact techniques such as infrared thermography have been used classically to measure a contactless full field of temperature. The infrared imaging technique has been employed to estimate the coupled fields of temperature and concentration in the case of chemical reactions at microscale [1]. In [2], the authors presented a multispectral infrared wave imaging technique to determine the thermo-transmission of solids. Infrared images have been carried out to estimate the thermo-transmittance coefficient of different solids steady state temperature. The methods showed to be efficient for infrared contactless measurements of sample temperature. In the case where the materials are opaque in the IR range, the THz radiations can be employed to measure contactlessly the temperature.

THz or far infrared radiations are defined as electromagnetic waves located between infrared and microwaves (30-3000 $\mu$ m). THz is safe technique for the operator compared to other technique like X-ray due to the non-ionizing radiations, easy to implement in the industry and cheap. At this spectral range, waves can penetrate through insulation materials (few centimeters), be reflected by metals and absorbed by water. The latter properties make the THz an effective tool for: security applications [3], non-destructive testing (NDT), quality inspection, packaging quality, plant breeding [4][5], paper quality [6], paint and art preservation application [7] and water content measurement in wood industry [8].



In the literature, THz or millimetric wave's domain has been rarely used as tool of temperature measurement. In [9], the authors used millimetric waves to estimate the thermorefectance coefficient for metal and semiconductor materials. The temperature of samples has been increased using heater and transmittance has been recorded using THz mono-sensor. The technique allowed estimating the thermorefectance at transient temperature. At this wavelength range the estimated coefficients are around 100 times than similar values in visible range. The technique showed to be an effective tool for non-contact temperature measurement. In [10], the authors investigated the sensitivity of THz to the temperature allowing the estimation of thermal absorption coefficient of POM polymer subjected to thermal gradient.

In this paper, the efficiency of THz technique for contactless transient temperature measurement of PTFE and PVC will be carried out. At first, measurement setup allowing the study of problematic will be showed. Secondly, the measurement protocol will be presented. Then, a calibration between THz transmittance of pixel and temperature measurement taken by thermocouple on sample surface will be carried out. Hence, the thermo-transmittance coefficient will be estimated through an inverse method. Finally, temperature measurement will be reconstructed using the identified parameter will allow validating THz technique as contactless method for transient temperature measurement.

## **2. Materials and measurement protocol**

The experimental set-up consists of a Gunn diode THz wave source (Virginia diodes, Inc), with a power of 200 mW and a frequency of 110 GHz or wavelength of 2.7 mm. An optical system consists of two 110 mm diameter plano-convex lenses made of PTFE (THORLABS) with focal distance of 100 mm. A focus composed of three PTFE lenses. A Téraherz-Thermo-Converter (TTC) placed on the focal plane of the camera. TTC consists of carbon film heated by THz waves which can be detected by the infrared detector [11]. The detector is an InSb quantum detector-based infrared camera (FLIR SC7000) of spectral band 3.5  $\mu\text{m}$  - 5.15  $\mu\text{m}$  and acquisition frequencies up to 3.5 kHz.

Wave form generator (Agilent 33500B Series) has two channels setup aiming to synchronize the source ignition with the beginning of films [11]. The generator allows also modulating the excitation of THz beam in order to limit the diffusion on the TTC plan. An integration time of  $IT=1400 \mu\text{s}$ , frequency acquisition  $f=200 \text{ Hz}$ , film duration 1 s inter-films duration 2 s, pixel size 250  $\mu\text{m}$  and film number 300 films have been chosen for this study.

The sizes of the samples are: PVC (100 mm x 40 mm x 4 mm), PTFE (100 mm x 40 mm x 6 mm). For each experiment, the sample is pre-heated in an oven at 100°C put on a holder situated on the focal plan between the focus and the second lens. A thermocouple (type K) is fixed onto the sample surface in order to record its temperature decrease by natural convection until the ambient temperature. The transient evolution of its temperature impacts the capacity of material to transmit the terahertz waves. The setup is shown in the figure 1:

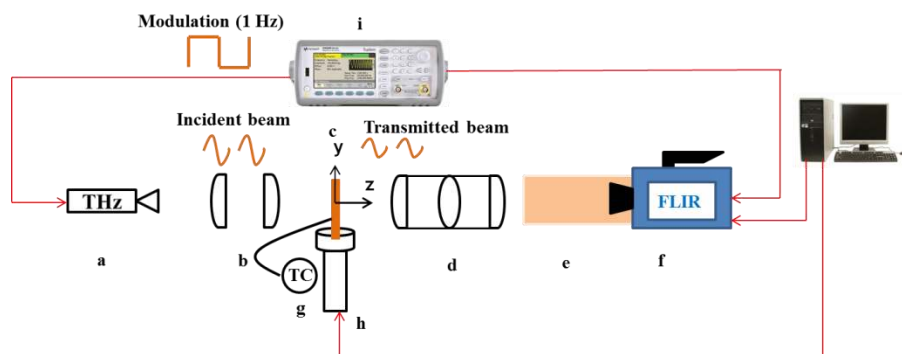


Figure 1: *Experimental setup composed a- THz source, b- lenses, c- sample, d- focus, e- TTC, f- IR camera, g- thermocouple, h- sample holder and i- Modulator.*

### 3. Post processing

As the amount of data is huge due to acquisition frequency 200 Hz, film number 300, film duration 1s and size of images is 256 x 320, therefore the obtained data have to be processed closely. Firstly, only region of interest ROI ( $n \times m$ ) that has been chosen is about to process. The obtained hypercubes ( $n \times m \times 200 \times 300$ ) are transformed to 2D matrices ( $(n \times m) \times (200 \times 300)$ ).

Different processing methods (Lock-in amplification, Four images, Fourier spectral analyze and least square minimization) have been tested then compared. The four images algorithm [12] showed better processing results. The four images method is based on the integration of signal along each quarter of period (quarter of film in this study). This method is applied on each pixel for each film in order to extract the amplitude of the modulated excitation which increases the quality of images.

The obtained images represent the images of amplitude of each period (one image per period or film). The noise sources can come from infrared camera, temperature fluctuations etc. Hence, in order to diminish the noise of images, singular values decomposition method SVD has been applied [11].

The SVD method is a processing method consisting in the decomposition of obtained amplitude cubes. First, amplitude cube ( $n \times m \times 300$ ) were reshaped to an image size  $(n \times m) \times 300$  to obtain images containing space-time information. Second, projection on separate bases of space and time was carried out. The equation representing the SVD decomposition is given as follows:

$$I(s, t) = U(s) \cdot S(r) \cdot V'(s) \quad (1)$$

The matrix  $U(s)$  is the base containing information on space  $s$ ,  $V'(s)$  is the base containing information on space and  $S(r)$  is a diagonal matrix containing the non-null decreasing modes values  $r$  (singular values).

The first values of matrix  $S$  contain signal information, where the remaining values represent the noise in the images. Therefore, the signal of each pixel as a function of time  $I(s, t)$  can be reconstructed according to equation (1) by keeping only the truncated  $r^*$  modes of  $S$  as non-null.

To determine the number of modes that must be kept non-null, the plotting of modes on logarithmic scale is suggested. Thus, the number of modes corresponding to the breakpoint represents the number of modes used to reconstruct cleaned-up images

#### 4. Analytical model of thermo-transmittance

The equation representing the variation of signal through a sample at different layers is given by the following differential equation:

$$I'(z) + \mu I(z) dz = 0 \quad (2)$$

Where  $I_0$  is the emitted signal in (DL),  $I$  is the transmitted signal in (DL),  $\mu$  is the absorption coefficient of material in ( $m^{-1}$ ) and  $z$  is the direction along the thickness. Hence, the equation (2) can be rewritten for each pixel as follows:

$$I(x, y, \lambda, T) = I_0 \cdot e^{-\mu(x, y, \lambda, T)e} \quad (3)$$

$\lambda$  is the wavelength in (m),  $T$  is the temperature in (K) and  $e$  is the thickness of sample in (m).

The equation (3) represents the Beer-Lambert equation that linking the incident and transmitted signal. It means that division of transmitted signal by the beam signal is carried out for each pixel. The thermo-transmittance represents the logarithm of the ratio between the transmittance at given temperature and the transmittance at reference temperature, it is given as follows:

$$\Gamma(x, y, \lambda, T) = -\log\left(\frac{I(x, y, \lambda, T)}{I(x, y, \lambda, T_0)}\right) = (\mu(x, y, \lambda, T) - \mu(x, y, \lambda, T_0))e \quad (4)$$

$\Gamma(x, y, \lambda, T)$  is THz thermo-transmittance of sample at given temperature. By other hand, the absorption coefficient  $\mu$  can be given as linear function with the temperature as follows:

$$\mu(x, y, \lambda, T) = \kappa \cdot T \quad (5)$$

Where  $\kappa$  is thermo-transmittance coefficient in ( $m^{-1} \cdot K^{-1}$ ), thus, the equation (4) can be rewritten as follows:

$$\Gamma(T) = \kappa \cdot e \cdot (T - T_0) \quad (6)$$

The estimation of thermo-transmittance coefficient  $\kappa$  is then possible by an inverse method. A second parameter  $\kappa_2$  representing the origin point can be added to the model. This parameter does not represent the physics of problem but used only to correct the model.

#### 5. Results and discussion

The transmitted signal increases with decrease of time and tends to stabilize when the temperature sample attains an ambient temperature. We remark also that the signal is low which can be justified by low power of source and the chosen integration time and the low sensitivity of THz to temperature. In fact, the integration time has to be chosen in order to maximize the ration signal/noise.

The temperature measurements taken by thermocouple and transmittance signal of chosen pixel in two different homogeneous insulating materials are represented in the figure 2. The pixel is chosen in a region where there is a contrast of transmittance between initial and final temperature (region where the signal is not low neither saturated).

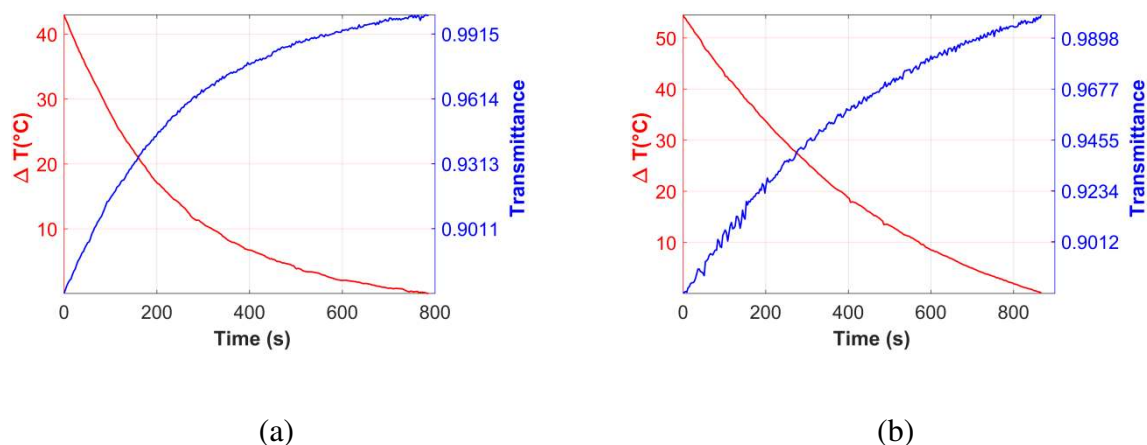


Figure 2: Curves of transmittance ( $I(T)/I(T_0)$ ) and temperature measurement as function of time for (a) PVC, (b) PTFE.

The figure 2 shows that the transmittance is slightly affected by the noise due the processing used method (4 images for amplitude and SVD for noise). A transmittance variation of 0.1 corresponds to temperature variation of several decades of degrees (40°C to 50°C). Therefore, the sensitivity of THz crossing insulation materials is around  $0.23 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ - $0.3 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . This low value is well shown in the figure 2 where the transmittance variations are the order of second decimal digit. The calibration curves representing the relationship between thermo-transmittance and temperature defined in equation (6) for the two samples are presented in the figure 3:

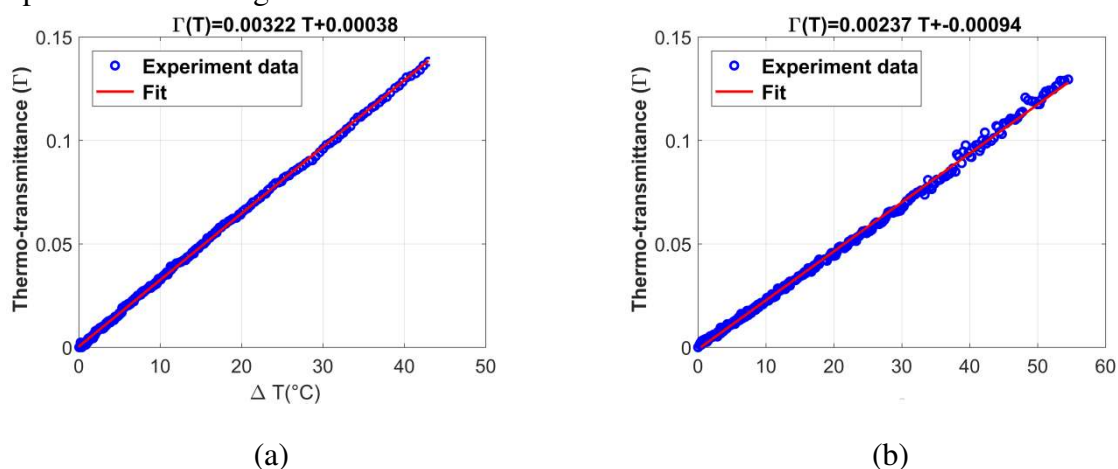


Figure 3: Calibration curve thermo-transmittance-temperature of; (a) PVC and (b) PTFE. Circles: Experimental values. Continuous lines: Fitting model using equation (6). Header: Fitting equations for each sample.

The figure 3 shows that the behavior of Thermo-transmittance is linear function of temperature decrease. Therefore, the thermo-transmittance coefficient  $\kappa$  can be obtained by dividing the slope of fitting equation by the corresponding thickness for each material. The obtained values are represented in the following table:

	Slope ( $K^{-1}$ )	Thickness ( $m$ )	Thermo-transmittance coefficient $\kappa$	$R^2$

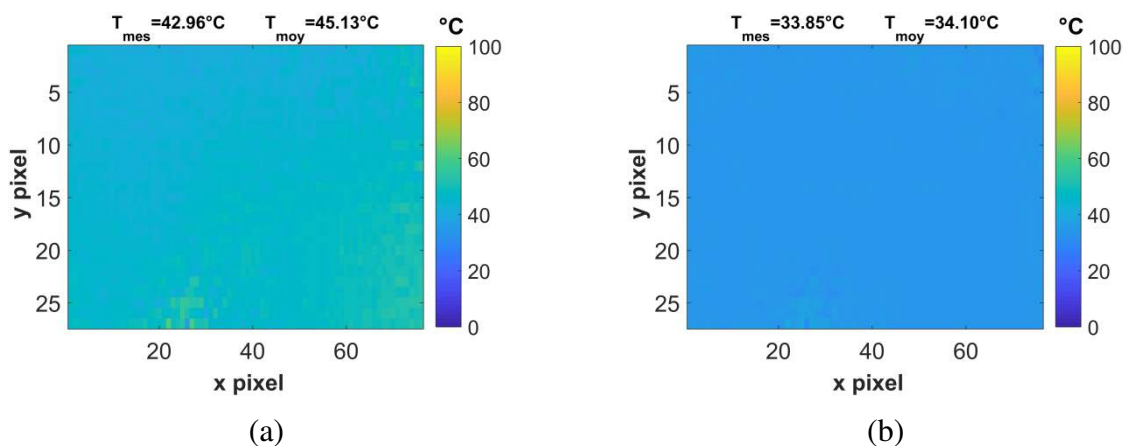
			$(K^{-1} m^{-1})$	
PVC	$3.22 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	0.8050	99.94
PTFE	$2.37 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	0.3950	99.88

Table 1: Values of thermo-transmittance coefficients of PVC and PTFE.

The obtained thermo-transmittance coefficient values are comparable with other value of similar insulating material [10]. The found value of thermo-transmittance of other semi-transparent polymer (POM) is around  $2 K^{-1}m^{-1}$ , which is the same order of magnitude to the obtained values of the studied insulating materials. The gap between the found value and the value in the literature may due to: firstly, in this study, the temperature is supposed constant along the thickness where the parabolic profile was taken into account in [10]. Secondly, the authors in [10] controlled the boundary conditions, i.e the heat source (or incoming flow) during the experiment and have full information about the temperature field through an infrared camera. However, the presented experiment in this study represents the hot sample that releases the temperature by natural convection with ambient boundary conditions. Moreover, the hypothesis of lumped body is proved numerically for these materials and with these dimensions which means that temperature is homogeneous and independent of space. It is important to indicate that the studied materials are different from material in [10] in terms of thermo-physical properties (density, heat capacity) and thickness.

These values represent the thermo-transmittance coefficients obtained by calibration between temperature measurement of thin materials and thermo-transmittance of on pixel in ROI (The temperature is supposed equal all over).

Theoretically, the thermo-transmittance of homogeneous material should be the same for all pixels but the inhomogeneity of THz beam, optical characteristic and state of surface of materials and noise can make the estimated coefficients for each pixel different. Once the thermo-transmittance coefficient is estimated using equation (6), the reconstruction of temperature signal is then possible. The obtained results are shown in the figure 4:



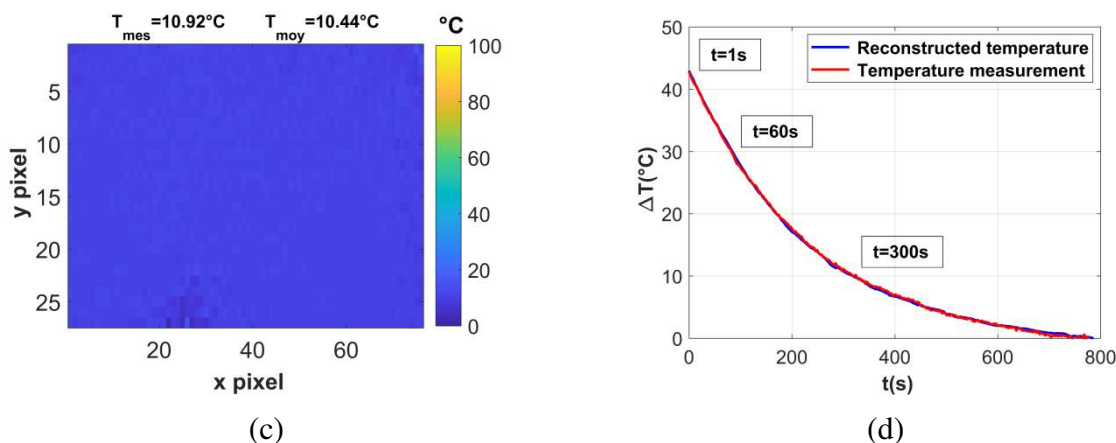


Figure 4: Contactless temperature field measurement by THz of PVC at (a)  $t=1s$ , (b)  $t=60s$ , (c)  $t=300s$ , (d) blue line: Reconstructed temperature, red line: Temperature measurement,  $T_{mes}$ : Temperature measured by thermocouple,  $T_{moy}$ : Mean temperature of image.

The relative error of temperature estimation is around 3% for homogeneous materials. The technique shows to be efficient for contactless measurement of transient temperature for insulating materials.

## 6. Conclusion

The aim of this study was to demonstrate the capability of THz technique as contactless measurement tool of transient temperature of insulating materials. At this wave range, the sensitivity of THz to temperature of insulating material is around  $0.2 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .

Four images algorithm is employed as images processing method in order to obtain the image of amplitude. The SVD method is applied on the images of amplitude in order to increase the quality of images and decrease the noise. Then, a linear Beer Lambert-law-based model linking the thermo-transmittance to the transient release of temperature was demonstrated.

The Thermo-transmittance coefficients of PVC and PFTE have been estimated which proves that THz technique is capable to estimate the thermo-transmittance coefficient (100 times higher than in visible range [9]).

Finally, the reconstruction of temperature signals is carried out and showed a high efficiency to estimates the temperature of insulating materials. Therefore, THz technique coupled with an appropriate image processing seems to be a promising technique for contactless measurement of transient temperature of semi-transparent materials. This result is very interesting especially for THz tomography [13][14][15] aiming to 3D reconstruction of transient temperature field, which will be the goal of future study.

## References

- [1] M. Ryu, J. A. Kimber, T. Sato, R. Nakatani, T. Hayakawa, M. Romano, C. Pradere, A. A. Hovhannisyanyan, S. G. Kazarian, J. Morikawa. "Infrared thermos-spectroscopic imaging of styrene radical polymerization in microfluidics". *Chemical Engineering Journal*. 324 (2017) 259–265.
- [2] C. Pradere, M. Ryu, A. Sommier, M. Romano, A. Kusiak, J. L. Battaglia, J. C. Batsale, and J. Morikawa. "Non-contact temperature field measurement of solids by infrared multispectral thermo-transmittance". *Journal of Applied Physics* 121, 085102 (2017); doi: 10.1063/1.4976209.

- [3] Jeffrey White and David Zimdars. “Time Domain Terahertz Non Destructive Evaluation of Water Intrusion in Composites and Corrosion under Insulation”. © 2007 *Optical Society of America*.
- [4] Christian Jansen, Steffen Wietzke, Ole Peters, Maik Scheller, Nico Vieweg, Mohammed Salhi, Norman Krumbholz, Christian Jördens, Thomas Hochrein and Martin Koch. “Terahertz imaging: application and perspectives”. © 2007 *Optical Society of America. Applied Optics/* vol. 49, NO, 19/1 July 2010.
- [5] J. Beckmann, He. Richter, U. Zscherpel, U. Ewert, J. Weinzierl, L.-P. Schmidt, F. Rutz, M. Koch, H. Richter, H.-W. Hübers. “Imaging Capability of Terahertz and Millimeter-Wave Instrumentations for NDT of Polymer Materials”. *ECNDT 2006 - We.2.8.1*.
- [6] D. Banerjee, W. von Spiege, M. D. Thomson, S. Schabel, H.G.Roskos. “Diagnosing water content in paper by terahertz radiation”. *OPTICS EXPRESS 9060*, 9 June 2008 / Vol. 16, No. 12.
- [7] Anton S. Skry, J. Bianca Jackson, Michael I. Bakunov, Michel Menu, and Gerard A. Mourou. “Terahertz time-domain imaging of hidden defects in wooden artworks: application to a Russian icon painting”. © 2014 *Optical Society of America*. 20 February 2014.
- [8] M. Bensalem, A. Sommier, J. C. Mindeguia, J. C. Batsale and C. Pradere. Terahertz Measurement of the Water Content Distribution in Wood Materials. *J Infrared Milli Terahz Waves*, Nov 2017, DOI 10.1007/s10762-017-0441-7.
- [9] C. Pradere, J. P. Caumes, S. BenKhemis, G. Pernot, E. Palomo, S. Dilhaire and J. C. Batsale1. “Thermorefectance temperature measurement with millimeter wave”. *Review of scientific instruments*. 85, 064904 (2014).
- [10] Cyndie Poulin, Meriam Triki, Karim Bousmaki, Alexandre Duhant, Hervé Louche and Bertrand Wattrisse. “Terahertz thermometry system to measure temperature in the thickness of a solid polymer”. *Quantitative InfraRed Thermography Journal*. TQRT-2016-0032.
- [11] M. Romano, A. Chulkov, A. Sommier, D. Balageas, V. Vavilov, J. C. Batsale, C. Pradere. “Broadband Sub-terahertz Camera Based on Photothermal Conversion and IRThermography”. *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz waves*. January 2016. Doi: 10.1007/s10762-015-0241-x.
- [12] J. M. Rampnoux, H. Michel, M. A. Salhi, S. Grauby, W. Claeys, S. Dilhaire. “Time gating imaging through thick silicon substrate : a new step towards backside characterization”. *Microelectronics Reliability* 46 (2006) 1520–1524. doi:10.1016/j.microrel. 2006.07.029.
- [13] E. Stübling, Y. Bauckhage, E. Jelli, B. Fischer, B. Globisch, M. Schell, A. Heinrich, J.C. Balzer, M. Koch. “A THz Tomography System for Arbitrarily Shaped Samples. *J Infrared Milli Terahz Waves*. DOI 10.1007/s10762-017-0415-9.
- [14] Saroj R. Tripathi, yuya Sugiyama, Kosuke Murate, Kazuki Imayama and Kodo Kawase. “Terahertz wave three-dimensional computed tomography based on injection-seeded terahertz wave parametric emitter”. *Optics Express* · March 2016. DOI: 10.1364/OE.24.006433.
- [15] M. Romano, A. Sommier, J. C. Batsale and C. Pradere. “3D transient temperature measurement in homogeneous solid material with THz waves”. *SPIE Photonics Europe*, 2016, Brussels, Belgium.



# Caractérisation de gouttes surfondues par Fluorescence Induite par Laser : température et fraction de glace

Alexandre LABERGUE<sup>1\*</sup>, Mehdi STITI<sup>1</sup>, Fabrice LEMOINE<sup>1</sup>, Michel GRADECK<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

\*(auteur correspondant : alexandre.labergue@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - La caractérisation de gouttes surfondues par Fluorescence Induite par Laser (température et solidification) est étudiée. Dans un premier temps, un couple de deux traceurs fluorescents a été identifié permettant une mesure de température avec une sensibilité de 2.88 %/°C. La méthode LIF est ensuite utilisée pour mesurer la température de gouttes surfondues injectées dans un environnement refroidi jusqu'à -50 °C. Enfin, la méthode LIF a été étendue pour la détection du changement de phase de l'eau surfondue (ie. solide, liquide).

## Nomenclature

$c$	Concentration molaire, $mol.L^{-1}$	$R_{ij}$	Rapport de fluorescence entre les bandes spectrales $i$ et $j$
$C$	Paramètre de distance	$s$	Sensibilité en température, %/°C
$D$	diamètre d'une goutte, $m$	$T$	Température, $K$
$h$	Coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$V_c$	Volume de collection, $m^3$
$I_0$	Intensité d'excitation laser, U.A.	<i>Symboles grecs</i>	
$I_f$	Intensité de fluorescence, U.A.	$\lambda$	Longueur d'onde, $m$
$k$	Coefficient d'expansion, $K^{-1}$	$\Delta V$	Variation de volume, $m^3$
$k_a$	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$Nu$	Nombre de Nusselt	$e$	Eau
$Pr$	Nombre de Prandtl	$h$	Huile
$Re$	Nombre de Reynolds		

## 1. Introduction

La caractérisation de gouttes d'eau surfondues [1] est un domaine de recherche en plein essor, l'impact de ces gouttes sur une paroi refroidie ou non est un sujet très documenté [2]. La caractérisation de gouttes surfondues peut être réalisée par différentes méthodes optiques. La solidification d'une goutte est en général détectée et suivi par ombroscopie en utilisant une caméra rapide [1], mais d'autres méthodes comme la spectroscopie RAMAN permettent la détection du changement d'état [3]. La mesure de la taille moyenne des cristaux de glace contenus dans des gouttes d'eau surfondues peut être réalisée par ILIDS [4]. D'après nos connaissances il n'existe à ce jour aucune méthode permettant de réaliser la mesure simultanée de la température et de la fraction de glace dans une goutte surfondue. Nous proposons donc d'utiliser ici la méthode de Fluorescence Induite par Laser (LIF). À ce jour cette méthode a été grandement utilisée pour mesurer la température de gouttes dans le cas de forte évaporation [5] ainsi que dans le cas de gouttes impactant une surface chaude dans le régime de Leindenfrost [6].



## 2. Développement de la Fluorescence Induite par Laser pour l'étude de gouttes surfondues

### 2.1. Principe de la mesure de température par LIF

Le principe consiste à induire la fluorescence d'un traceur thermodépendant et préalablement dissous dans le liquide à caractériser (l'eau ici). À partir du modèle de fluorescence induite par laser couramment utilisé [5], il est possible d'introduire un terme de sensibilité en température  $s$  en  $[\%/^{\circ}C]$ . Ce coefficient ne dépend pas de la température mais uniquement du traceur utilisé. Le signal de fluorescence  $I_{fi}$  collecté dans un volume de mesure  $V_c$  sur une bande spectrale  $i$  à une température  $T$  peut s'écrire :  $I_{fi}(T) = K_i \cdot c \cdot V_c \cdot I_0 \cdot e^{s_i \cdot T}$  avec  $I_0$  l'intensité locale d'excitation laser,  $c$  la concentration en traceur fluorescent et  $K_i$  une constante qui dépend à la fois du traceur fluorescent et de la chaîne optique utilisée. Les paramètres  $I_0$  et  $V_c$  étant généralement difficiles à obtenir, il est possible de simplifier ces constantes en collectant simultanément le signal de fluorescence sur deux bandes spectrales distinctes (respectivement  $I_{f1}$  et  $I_{f2}$ ) et en réalisant le rapport  $R_{12} = \frac{I_{f1}}{I_{f2}}$ . Avec une méthode utilisant deux traceurs fluorescents, le rapport de fluorescence s'exprime :  $R_{12} = \frac{I_{f1}}{I_{f2}} = \frac{K_1 \cdot c_1}{K_2 \cdot c_2} \cdot e^{(s_1 - s_2) \cdot T}$ . Les constantes  $K_i$  et  $c_i$  peuvent être supprimées en réalisant une mesure de référence  $R_{120}$  à une température  $T_0$  connue. En faisant l'hypothèse que la concentration en traceurs ne dépend pas de la température on peut écrire le rapport de fluorescence normalisé comme :

$$\frac{R_{12}(T)}{R_{120}(T_0)} = \frac{c_1(T) \cdot c_2(T_0)}{c_1(T_0) \cdot c_2(T)} \cdot e^{(s_1 - s_2) \cdot (T - T_0)} \quad (1)$$

Comme montré dans l'équation 1 la connaissance de la sensibilité en température  $s_1 - s_2$  permet une mesure de température. La sensibilité en température est obtenue par une étape de calibration en température (voir section 2.3).

### 2.2. Mesure de température par LIF2c2d

Différents tests menés sur la possibilité d'une mesure de température utilisant un seul traceur (LIF2c1d) nous ont menés à utiliser une solution contenant deux traceurs fluorescents (LIF2c2d). Une solution contenant de la rhodamine 560 ( $c_{Rh560} = 0.5 * 10^{-5} mol.L^{-1}$ ) ainsi que du Kitionred ( $c_{KR} = 0.5 * 10^{-6} mol.L^{-1}$ ) a été déterminée. En effet, ces colorants ont une dépendance vis-à-vis de la température différente et leurs spectres d'émission sont bien séparés, diminuant ainsi les conflits spectraux dus aux chevauchements des spectres de fluorescence. [7]. La Figure 1 représente des spectres typiques du mélange enregistré à différentes températures normalisées à la température la plus basse.

La courbe en rond noir sur la figure 1 présente l'évolution de la sensibilité en température en fonction la longueur d'onde. Les bandes spectrales de détection choisies sont :

- Bande 1 [496; 517] nm : Seul la Rhodamine 560 à une contribution sur cette bande, l'intensité de fluorescence va donc décroître lorsque la température diminue. La fluorescence est partiellement absorbée par le Kitionred ainsi que par la Rhodamine 560.
- Bande 2 [640; 660] nm : Seul le Kitionred à une contribution sur cette bande, l'intensité de fluorescence va donc augmenter lorsque la température diminue.

Cependant, il est également nécessaire de prendre en compte l'absorption d'un colorant par l'autre qui peut dépendre de la température ainsi que la longueur du chemin optique. Sur la Figure 2 sont donnés les spectres d'absorption et d'émission de chaque colorant. Il semble que la bande 1 puisse conduire à un tel conflit spectral : l'émission de la Rh560 peut être absorbée

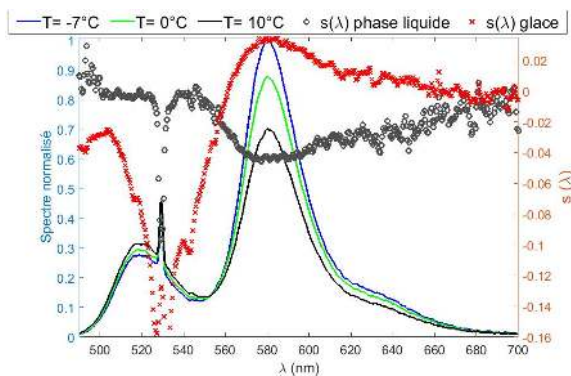


Figure 1 : Spectres typiques du mélange KR / Rh560 (axe gauche) pour différentes températures normalisées avec la température la plus basse et évolution de la sensibilité en température (axe droit) en fonction de la longueur d'onde pour les phases solide (glace) et liquide.

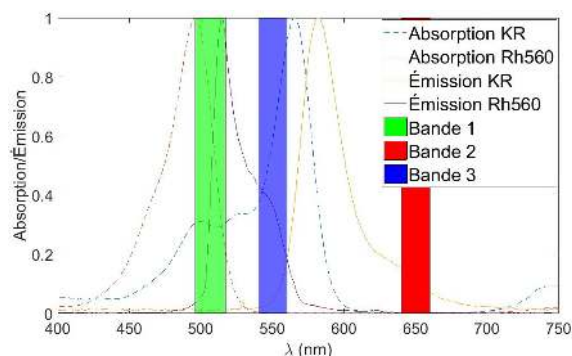


Figure 2 : Spectres d'absorption et d'émission du KitionRed et de la Rhodamine560. Représentation des bandes spectrales de détection.

par elle-même ainsi qu'absorbée par le KR. Dans [13], les auteurs montrent que l'absorption du KR ne dépend pas de la température. Dans ce travail, la LIF2c2d est appliqué au cas de gouttes. Par conséquent, les longueurs de chemin optique sont très faibles (de l'ordre de  $100 \mu m$ ) et l'absorption de la Rh560 par elle-même peut être négligée.

### 2.3. Calibration en température

Le paramètre de sensibilité en température  $s_1 - s_2$  est obtenu en réalisant une calibration en température qui consiste à mesurer le rapport  $R_{12}$  à différentes températures contrôlées. L'étape de calibration de la solution est réalisée sur une goutte suspendue à l'aide d'un dispositif expérimental décrit à la Figure 3. Le dispositif est composé d'un cylindre à double enveloppe (diamètre intérieur  $80 \text{ mm}$  et  $185 \text{ mm}$  de hauteur) dans lequel un fluide caloporteur (Thermal HL80 JULABO ®) circule. Ce système permet de contrôler la température dans la zone d'étude entre  $+70^\circ \text{C}$  et  $-45^\circ \text{C}$ . Le signal de fluorescence est induit par un laser continu vert ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , Ventus LaserQuantum ®). La goutte (approximativement  $2 \text{ mm}$ ) est suspendue à une aiguille (diamètre extérieur de  $400 \text{ nm}$ ). Un thermocouple (type K et de diamètre  $0.5 \text{ mm}$ ), placé au plus près de la goutte, permet de mesurer la température de l'air ambiant. En réalisant des paliers de température très longs, nous faisons l'hypothèse que la goutte est à l'équilibre thermique avec le milieu ambiant. Le signal de fluorescence est collecté à angle droit au moyen d'un doublet achromatique (lentille frontale focale de  $300 \text{ mm}$ ) et couplé à une fibre optique ayant un diamètre de coeur de  $70 \mu m$ . Le signal de fluorescence est ensuite séparé sur les deux bandes spectrales au moyen d'une lame dichroïque séparatrice (Figure 4). La fluorescence est enfin détectée au moyen de deux tubes photomultiplicateurs avant d'être numérisée par une carte d'acquisition. La Figure 5 présente les résultats de la calibration en température. La rupture dans le comportement de la courbe observée en dessous de  $-20^\circ \text{C}$  apparaît lorsque la goutte se solidifie. Cette modification du comportement sera étudiée en section 3. La sensibilité en température obtenue est de  $2.88\% / ^\circ \text{C}$ . Pour vérifier la validité de la calibration, des mesures similaires sont effectuées dans une cuve de  $600 \mu L$ . La température est mesurée à l'aide d'un thermocouple (type K diamètre de  $0.5 \text{ mm}$ ) placé dans l'eau. Les mesures obtenues

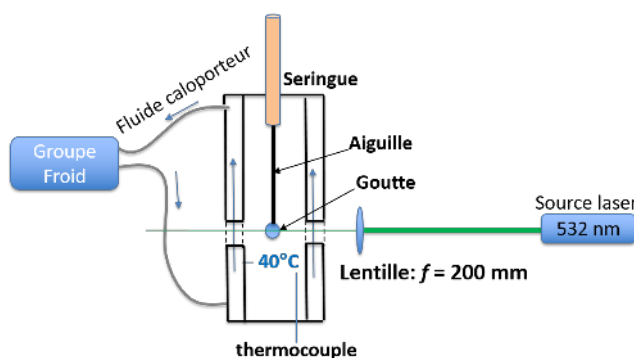


Figure 3 : Montage expérimental pour la calibration en température d'une goutte suspendue

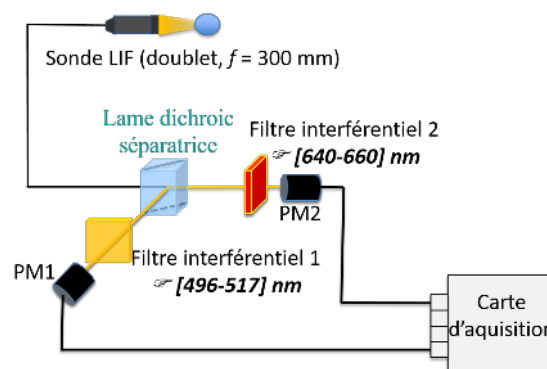


Figure 4 : Montage optique de détection de la LIF

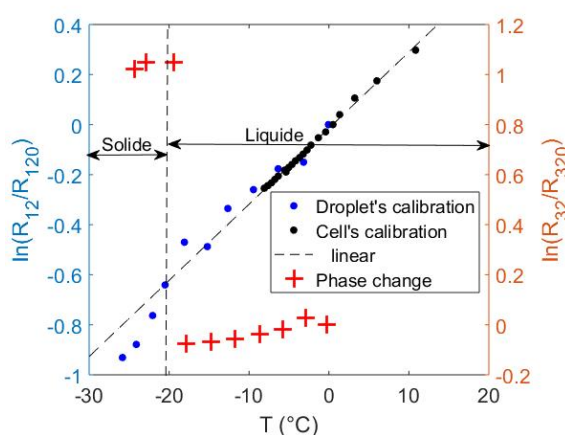


Figure 5 : Axe gauche : calibration en température obtenue dans le cas d'une goutte suspendue et comparaison avec ceux obtenue dans une cuve. Axe droit : évolution du logarithme du second rapport de fluorescence normalisé (avec la valeur à 0 °C), mesuré dans le cas d'une goutte suspendue.

avec ce montage sont ajoutées sur la Figure 5 (points noirs). Les résultats obtenus avec les deux expériences sont en bon accords.

### 3. Étude du changement de phase

#### 3.1. Mise en évidence du potentiel de la LIF pour la détection de la solidification

La cassure observée à la Figure 5 correspond à la solidification de la goutte. De plus, il semble que la solidification induit une forte déformation du spectre de fluorescence autour de la bande spectrale centrée autour de 520 nm (sensibilité à la température pour la phase solide en Figure 2). Par conséquent, l'idée est d'utiliser cette bande spectrale pour déterminer l'état du fluide (i.e. solide ou liquide). Plus précisément, en utilisant la deuxième bande de détection avec une troisième bande spectrale ([540 – 560] nm), un deuxième rapport de fluorescence peut être mesuré qui dépend seulement de l'état du fluide, et non de la température. Afin de confirmer et mettre en évidence l'effet de la glace sur le signal de fluorescence des expériences basiques sont effectuées. Ces expériences consistent à mesurer le rapport fluorescence, émis par une solution dans une cuve, dans trois cas : (1) : Le signal de fluorescence est collecté lorsque rien n'est placé entre la cuve de fluorescence et la sonde LIF (doublet achromatique),

(2) : Une cuve contenant de l'eau pure est placée entre la cuve de fluorescence et la sonde LIF, (3) : Un échantillon de glace pure est placé entre la cuve de fluorescence et la sonde LIF. Les résultats de ces expériences sont reportés dans le tableau 1 : Comme prévu, la comparaison des deux cas (1) et (2) montre que les deux rapports fluorescents  $R_{12}$  et  $R_{32}$  ne sont pas affectés par la présence de la cuve d'eau. Au contraire, un effet de la présence de la glace est observé. L'augmentation du second rapport peut s'expliquer par l'augmentation de l'absorbance de la glace sur la seconde bande spectrale de détection [8]. L'intensité de fluorescence correspondante ( $I_{f2}$ ) étant plus absorbée, le rapport  $R_{32}$  augmente. Des mesures réalisées avec de la glace transparentes fluorescente ont été réalisés et ont donné un rapport de fluorescence  $R_{32}$  de 0.76. Le résultat d'une expérience réalisée avec la configuration donnée sur la Figure 3 est reporté en Figure 5 (croix rouge). Nous observons tout d'abord que le rapport  $R_{32}$  dépend très peu de la température lorsque la solution reste liquide. Une augmentation de ce rapport (en dessous de  $-17\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) est alors observée, il correspond à la solidification de la goutte (confirmée par un contrôle visuel). Il est donc possible d'utiliser le rapport  $R_{32}$  pour détecter la solidification d'une goutte.

	Rien (1)	Cuve d'eau (2)	Glace (3)
$R_{12}$	1.44	1.44	1,46
$R_{32}$	0.55	0.55	0.73

Tableau 1 : Rapport de fluorescence ( $R_{12}$  et  $R_{32}$ ) observée au travers de l'eau et de la glace

### 3.2. Estimation de la fraction de glace dans l'eau surfondue

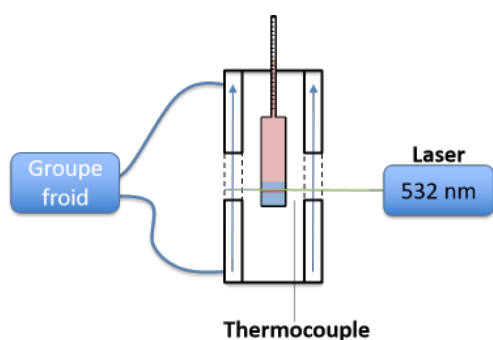


Figure 6 : Configuration expérimentale qui permet un suivi du changement de phase

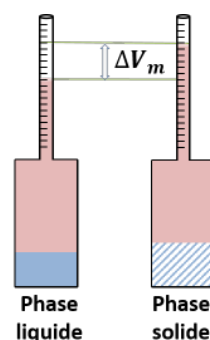


Figure 7 : Cuve utilisée pour le suivi du changement d'état

L'objectif est maintenant de réaliser une calibration du second rapport pour permettre une estimation de la proportion de glace dans l'eau surfondue. Une nouvelle configuration expérimentale, permettant le suivi simultané de l'évolution du changement de phase avec la mesure du rapport  $R_{32}$ , est réalisée (Figure 6). Une cuve spécifique est également réalisée (Figure 7) et placée dans la chambre précédente (Figure 3) pour assurer son refroidissement. Le sommet de la cuve est un tube gradué en volume. Un volume  $V_{0e}$  d'eau est d'abord inséré dans la cuve puis un volume  $V_{0h}$  de fluide caloporteur (non miscible avec l'eau) est ajouté au-dessus de l'eau. Ensuite, l'évolution de la formation de glace dans l'eau peut être déduite par une mesure de la

variation de volume global du liquide de refroidissement  $\Delta V_m$  le long du tube. La variation du volume global  $\Delta V_m$  à une température donnée  $T$  est décomposée en deux termes comme suit :  $\Delta V_m(T) = \Delta V_e(T) + \Delta V_h(T)$ . Où  $\Delta V_h(T)$  et  $\Delta V_e(T)$  sont respectivement la variation de volume de l'eau et du fluide caloporteur. En raison de l'expansion du fluide caloporteur avec la température ( $k_h = 9.7 * 10^{-4} K^{-1}$ ), une correction sur le volume de liquide de refroidissement avec la mesure ( $\Delta V_m$ ) est calculée selon :  $\Delta V_h(T) = k_h * (T - T_0) * V_h(T_0)$  avec  $T_0$  la température initiale pour un volume  $V_{0h}$ . Le rapport  $R_{32}$  est ensuite mesuré de manière comme pour la calibration en température en remplaçant le filtre 1 par le filtre 3 ([540 – 560] nm). Afin d'améliorer la mesure, la cuve est d'abord chauffée (jusqu'à 70 °C) afin d'évacuer l'air dissous dans l'eau et le fluide caloporteur. Ensuite, la cellule est refroidie lentement. Trois expériences ont été réalisées pour trois volumes d'eau initiales différents  $V_{0e}$  dans la cuve. Les résultats sont donnés à la Figure 8 où le rapport de fluorescence est normalisé à la température de 3 °C. Le rapport de fluorescence  $R_{32}$  reste constant dans la phase liquide. Durant la solidification une augmentation progressive du rapport est observée jusqu'à une valeur constante dans la phase solide. Dans chaque expérience, la valeur du rapport  $R_{32}$  et l'évolution de la glace dans l'eau semblent évoluer de la même manière. En normalisant la variation de volume par rapport à la valeur de variation obtenus pour un taux de glace de 100% ( $D_l = \frac{D_{ve}}{D_{ve(max)}}$ ), nous observons que la dépendance aux volumes initiales disparaît (Figure 9).

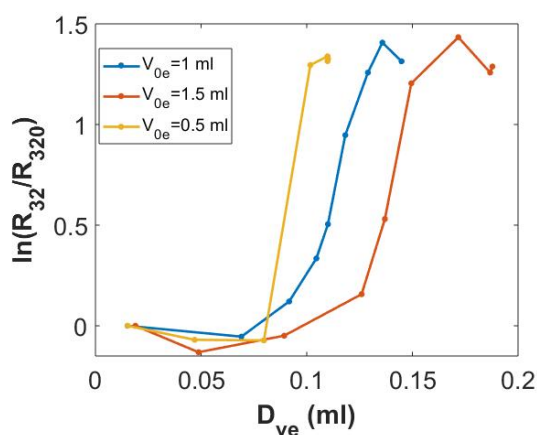


Figure 8 : Évolution du rapport de fluorescence normalisé en fonction de la variation du volume d'eau

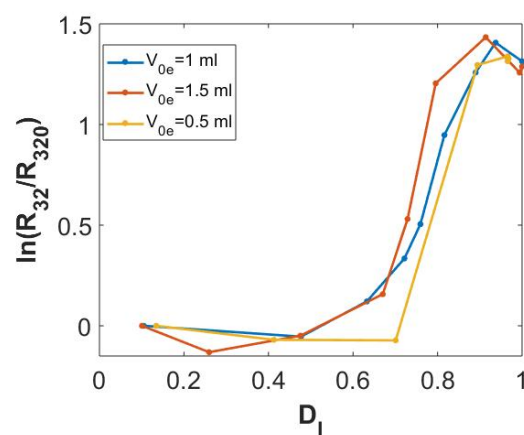


Figure 9 : Évolution du rapport de fluorescence normalisé en fonction de la variation du volume d'eau normalisée

## 4. Mesure de la température de gouttes surfondues

### 4.1. Montage expérimental

La nouvelle technique LIF2c2d est maintenant testée pour mesurer la température de gouttes surfondues générées grâce au montage présenté à la Figure 10. Le montage consiste en un cylindre à double enveloppe (hauteur de 790 mm et 110 mm de diamètre intérieur). La température interne est contrôlée par un fluide caloporteur qui circule entre les deux cylindres et en utilisant le même groupe froid que celui utilisé pour le montage de la Figure 3. La température interne est mesurée par 6 thermocouples placés le long de la colonne.

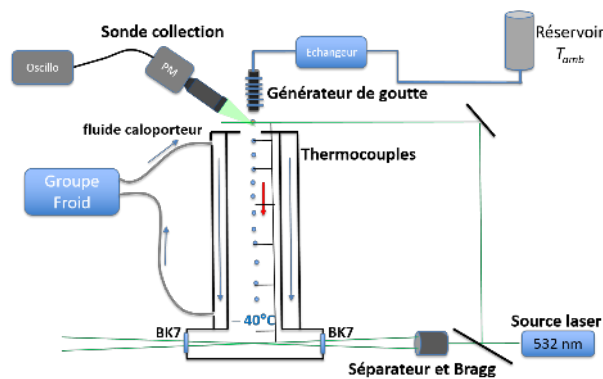


Figure 10 : Montage expérimental permettant le refroidissement de goutte en chute libre

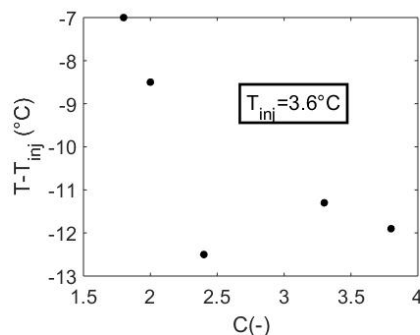


Figure 11 : Évolution de la température des gouttes surfondues en fonction du paramètre de distance pour une température d'injection de 3.6 °C.

#### 4.2. Mesure réalisée sur des gouttes isolées

L'étude d'une goutte isolée permet de comparer les expériences avec un modèle de diffusion effective prenant en compte l'augmentation de la diffusion due à la convection du fluide dans la goutte [9]. La simulation est réalisée sous COMSOL Multiphysics ® et le coefficient de transfert thermique est calculé à l'aide de la corrélation de Ranz-Marshall :  $Nu = \frac{h \cdot d}{k_a} = 2 + 0.6 * Pr^{1/3} \cdot Re^{1/2}$  avec  $d$  le diamètre de la goutte [m] et  $k_a$  la conductivité thermique de l'air ambiant [ $W/mk$ ]. la température  $T_n$ , obtenue par simulation, est calculée pour une durée correspondant au temps de vol de la goutte pour atteindre la position du volume de mesure à l'intérieur de la colonne. La génération d'une goutte isolée est réalisée par une aiguille (400  $\mu m$ ) et un pousse seringue. Le diamètre de la goutte est de 2.5 mm. Un échangeur dans lequel circule un fluide caloporteur est inséré autour de l'aiguille afin de contrôler la température d'injection de la goutte. Le tableau 2 donne les résultats des températures mesurées  $T_m$  pour différentes températures d'air froid ( $T_a$ ) et températures d'injection  $T_{inj}$  de la goutte. Les expériences et

$T_{inj}$ °C	$T_a$ °C	$T_m$ °C	$T_m - T_{inj}$ °C	$T_n - T_{inj}$ °C
2	-35	1.07	-0.93	-0.96
1.6	-50	0.28	-1.32	-1.46
0	-50	-1.46	-1.46	-1.42
-0.2	-35	-1.24	-1.04	-0.9
-0.5	-35	-1.6	-1.1	-0.89
-0.7	-50	-2.72	-2.02	-1.41

Tableau 2 : Comparaison simulations et mesures de température sur une goutte de 2.5 mm

simulations montrent des refroidissements faibles inférieurs à  $-2$  °C. Ce faible refroidissement est dû à une faible valeur de  $h$  (inférieur à  $300 W/m^2K$ ). Cependant, nous observons que les expériences et la simulation sont en bon accord (écart moyen de 0.2 °C).

### 4.3. Mesures réalisées sur un jet mono disperse

Des gouttes plus petites sont générées à l'aide d'un injecteur monodisperse. Ce dispositif génère des diamètres de gouttes compris entre 100 et 400  $\mu\text{m}$ . Il est également possible de contrôler l'espacement ( $L$ ) entre deux gouttes. Le paramètre de distance  $C$  est couramment utilisé et est défini par  $C = \frac{L}{D}$ . Une mesure de LIF à la sortie de l'injecteur permet de contrôler le caractère monodisperse du jet. La Figure 11 représente les résultats obtenus avec une température d'injection de 3.6 °C. Comme attendu, nous observons une diminution de la température de la goutte lorsque le paramètre de distance augmente. Il a été constaté un écart de 2 °C plus grand entre nos mesures et un modèle prenant en compte l'interaction entre gouttes. Cette différence s'explique du fait de la grande dimension de la colonne, en effet au point de mesure le jet perd son caractère monodisperse.

## 5. Conclusion

Dans cette étude expérimentale, une extension de la méthode LIF utilisant deux colorants et trois bandes spectrales de détection (LIF3c2d) a été développée pour caractériser des gouttes surfondues : température et fraction de glace. Deux bandes permettent d'accéder à la température où une étape de calibration menée sur une goutte suspendue jusque  $-20$  °C a donné une sensibilité en température de 2.88 %/°C. En outre, l'utilisation d'une troisième bande permet de détecter le changement de phase ainsi qu'une estimation de la fraction de glace. Afin de comparer les mesures de LIF sur le changement de phase, des mesures de spectroscopie RAMAN seront réalisées à l'avenir.

## Références

- [1] Markus Schreimb and Cameron Tropea. Solidification of supercooled water in the vicinity of a solid wall. *Physical Review E*, 94(5) :052804, 2016.
- [2] Markus Schreimb, Ilia V Roisman, and Cameron Tropea. Normal impact of supercooled water drops onto a smooth ice surface : experiments and modelling. *Journal of Fluid Mechanics*, 835 :1087–1107, 2018.
- [3] Ivana Djuričković, Rémy Claverie, Patrice Bourson, Mario Marchetti, Jean-Marie Chassot, and Marc D Fontana. Water–ice phase transition probed by raman spectroscopy. *Journal of Raman Spectroscopy*, 42(6) :1408–1412, 2011.
- [4] M Brunel, G Demange, M Fromager, M Talbi, H Zapolsky, R Patte, K Aït Ameer, J Jacquot-Kielar, S Coetmellec, G Gréhan, et al. Instrumentation for ice crystal characterization in laboratory using interferometric out-of-focus imaging. *Review of Scientific Instruments*, 88(8) :083108, 2017.
- [5] P Lavieille, F Lemoine, G Lavergne, and M Lebouché. Evaporating and combusting droplet temperature measurements using two-color laser-induced fluorescence. *Experiments in fluids*, 31(1) :45–55, 2001.
- [6] Alexandre Labergue, J-D Pena-Carillo, Michel Gradeck, and Fabrice Lemoine. Combined three-color lif-pda measurements and infrared thermography applied to the study of the spray impingement on a heated surface above the leidenfrost regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 104 :1008–1021, 2017.
- [7] William Chaze, Ophélie Caballina, Guillaume Castanet, and Fabrice Lemoine. The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows. *Experiments in Fluids*, 57(4) :58, 2016.
- [8] JE Bertie, HJ Labbe, and E Whalley. Absorptivity of ice i in the range 4000–30  $\text{cm}^{-1}$ . *The Journal of Chemical Physics*, 50(10) :4501–4520, 1969.
- [9] B Abramzon and WA Sirignano. Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International journal of heat and mass transfer*, 32(9) :1605–1618, 1989.

## Remerciements

Les auteurs remercient l'agence nationale française pour son soutien financier à travers le projet ANR ASTRID NUAGE (n° ANR-15-ASTR-0003-01).



# Caractérisation et comportement thermique de polymères contenant un matériau à changement de phase

Ibtissem CHRIAA<sup>1</sup>, Abdelwahab TRIGUI<sup>1</sup>, Mustapha KARKRI<sup>2</sup>, Chokri BOUDAYA<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Sfax, Laboratoire des Matériaux Multifonctionnels et Applications (LMMA), Département de Physique, Route Sokra, C.P 3000 Sfax, Tunisie.

<sup>2</sup> Université Paris Est, Centre d'Etude et de Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes (CERTES) EA 3481, 61 avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil, cedex.

\* auteurs correspondants : [chriia.ibtissem@gmail.com](mailto:chriia.ibtissem@gmail.com) , [mustapha.karkri@u-pec.fr](mailto:mustapha.karkri@u-pec.fr)

**Résumé** - Un nouveau matériau composite de stockage thermique composé d'un matériau à changement de phase et d'une matrice polymère est présenté. Il s'agit de l'hexadécane auto-encapsulé dans une matrice de polymère constituée de polystyrène-b-poly(éthylène-butylène)-b-polystyrène (SEBS) et de polyéthylène basse densité (PEBD) [1]. La matrice support (SEBS/PEBD) servant alors de contenant et de conducteur thermique. Ce composite présente une conductivité thermique inférieure à 1 (W/m/K). Des mesures de conductivité thermique effective et de la diffusivité thermique ont été réalisées en utilisant un banc de mesure développé au laboratoire et couplé à une méthode inverse. La cinétique de stockage/déstockage de l'énergie et la stabilité thermique des deux composites ont été étudiées.

## Nomenclature

*MCP* matériaux à changement de phase  
*C<sub>p</sub>* chaleur spécifique (J/kg/K)  
*L<sub>m</sub>* chaleur latente de fusion (KJ/kg)  
*t* temps (s)  
*Q<sub>tot</sub>* quantité de chaleur totale (KJ/kg)  
*Q<sub>sens</sub>* chaleur sensible (KJ/kg)

## *Symboles grecs*

$\alpha$  Diffusivité thermique, mm<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>  
 $\lambda$  Conductivité thermique, W/m/K  
 $\phi$  Densité de Flux de chaleur (W/m<sup>2</sup>)

## 1. Introduction

Le stockage d'énergie thermique par chaleur latente en utilisant les matériaux à changement de phase (MCP) a un intérêt croissant dans la recherche énergétique à cause de sa densité de stockage thermique élevée dans des conditions presque constantes. Le choix d'un MCP dont la chaleur latente est élevée et dont la température de changement de phase est proche de la température ambiante permet à la fois de réduire considérablement l'encombrement de l'appareil et les pertes thermiques pendant la période de stockage. Parmi les nombreux matériaux à changement de phase étudiés (MCP) [2.3], la paraffine est largement utilisée dans le système de stockage d'énergie thermique en raison de sa forte enthalpie de changement de phase, petite ségrégation des composants, faible pression de vapeur et faible coût [4]. Néanmoins, le problème des MCPs reste la recherche des méthodes appropriées pour leur incorporation dans des structures fonctionnelles afin d'éviter le problème de lixiviation lors de la transition de phase solide-liquide [5]. De ce fait, l'enjeu majeur est de résoudre ce problème en utilisant des composites qui peuvent être préparés par imprégnation du MCP dans une structure poreuse de divers matériaux de support.



L'objectif de la présente étude consiste à étudier expérimentalement le comportement thermique du processus stockage/déstockage de l'énergie dans deux composites à matrice polymère avec un matériau à changement de phase (Hexadecane). Le stockage et le déstockage de l'énergie sont déterminés en utilisant la technique de plaque chaude gardée transitoire (TGHPT). Des mesures de conductivité thermique effective et de la diffusivité thermique ont été réalisées par la méthode de Hot Disk TPS500.

## 2. Etude expérimentale

### 2.1. Matériel

Les échantillons réalisés pour cette étude sont constitués d'un mélange de deux polymères (polystyrène-*b*-poly (éthylène-butylène)-*b*-polystyrène (SEBS) et de polyéthylène basse densité (PEBD)). L'Hexadecane qui nous a été livré par la société Sigma Aldrich et dont la température de fusion est de 18°C a été auto-encapsulé dans la matrice (SEBS/PEBD).

### 2.2. Préparation des composites

Le MCP (Hexadecane) à l'état solide est introduit dans un bécher chauffé à 80°C (température supérieure à la température de fusion de la paraffine). Après fusion complète du MCP, une quantité bien définie de polystyrène-*b*-poly(éthylène-butylène)-*b*-polystyrène (SEBS) est ajoutée à une température de 110°C. Le mélange est malaxé pendant une heure avec une vitesse d'agitation de 1230 tr/min pour s'assurer que le SEBS est bien dispersé dans L'Hexadecane. Lorsqu'on obtient un mélange homogène, on ajoute le polyéthylène à basse densité (PEBD) à une température de 140°C, on agite le mélange pendant trois heures (2000tr/min) pour s'assurer que le PEBD est bien dispersé. Une fois que le mélange devient homogène, on peut donc l'injecter dans une moule en Téflon de dimension 45mm\*45mm\*6mm. La figure 1 montre le dispositif expérimental utilisé et la géométrie des composites préparés SEBS/ Hexadecane/ PEBD désigné par comp1-2.

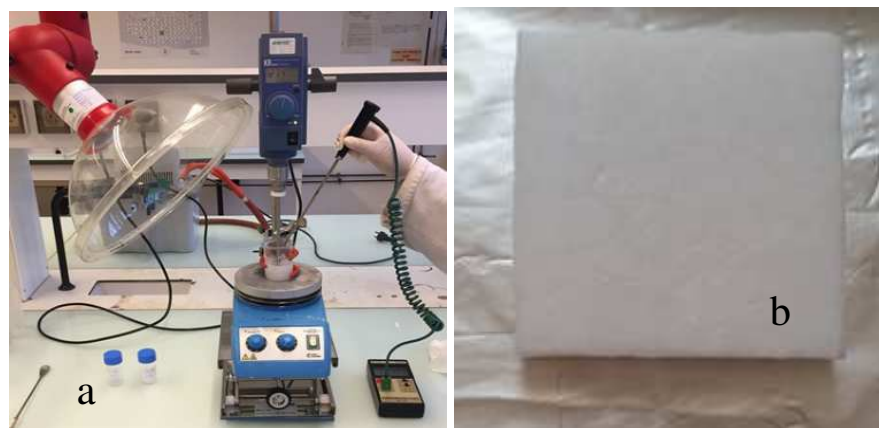


Figure 1 : Image (a)dispositif expérimental, (b) comp1 : SEBS/Hexadecane/PEBD

Deux échantillons avec différents pourcentages massiques ont été élaborés et caractérisés afin d'étudier leur comportement thermique et capacité à stocker et déstocker de la chaleur. Le tableau 1 représente les données caractéristiques de ces deux composites.

	<i>Hexadecane</i> (% massique)	<i>PEBD</i> (%massique)	<i>SEBS</i> (%massique)	<i>Volume (mm<sup>3</sup>)</i>	<i>masse (g)</i>
Comp 1	80	15	5	45*45*6	9.20
Comp 2	75	15	10	45*45*5.8	9.25

 Tableau 1 : *Propriétés et caractéristiques des deux composites PEBD/Hexadecane/SEBS*

### 2.3. Mesure de la conductivité thermique en régime transitoire (le Hot Disk)

La conductivité thermique des échantillons MCPs est mesurée par la nouvelle technique en utilisant l'appareil de mesure « Hot Disk Thermal Constants Analyser (TPS500, Hot Disk AB, Göteborg, Suède) ». La technique de Hot Disk a été soigneusement décrite dans les références [6] et [7].

La gamme de l'application et des autres spécifications principales de TPS500 [7] sont données dans le tableau 2 :

	<i>Conductivité thermique</i> (W/m.k)	<i>Diffusivité thermique</i> (mm <sup>2</sup> /s)	<i>Chaleur spécifique</i> (MJ/m <sup>3</sup> .k)	<i>Temps de mesure</i> (s)
Matériels solides, liquides à haute viscosité et les petites particules/poudres	0.03 à 100	0.02 à 40	0.1 à 4.5	2.5 à 640

 Tableau 2 : *Spécifications et la plage de l'application de l'instrument TPS500*

### 2.4. Technique de la plaque chaude gardée en régime transitoire (PCGT)

Pour améliorer les résultats donnés par la calorimétrie à balayage différentiel (DSC) qui donne des informations sur les propriétés thermiques des échantillons de taille micrométrique, il est nécessaire d'utiliser un nouveau dispositif expérimental. Ce dispositif (figure 2) est constitué des plaques échangeuses « isothermes » reliées à deux bains thermostatés, des résistances chauffantes, des fluxmètres et des thermocouples et un système d'acquisition. Les capteurs sont connectés à un programme LabVIEW adapté pour mesurer la variation de la température et les flux de chaleur échangés pendant la fusion et la solidification. L'échantillon sous forme parallélépipédique est inséré entre deux fluxmètres et deux plaques échangeuses. L'ensemble est entouré par une plaque de mousse en polystyrène expansée afin d'isoler les faces supérieures et latérales. Le transfert de chaleur est supposé unidirectionnel. Les données expérimentales sont enregistrées avec des pas de temps réguliers et ajustables (6s). Dans le cadre de ce travail, le domaine de la température exploré a été compris entre 5 et 35°C. En fonction des consignes programmées et du traitement des données, il est possible avec cet équipement de déterminer avec précision les quantités de chaleur stockés et déstockés des composites d'une part et d'étudier la stabilité thermique des échantillons en fonction des cycles journalière [8].

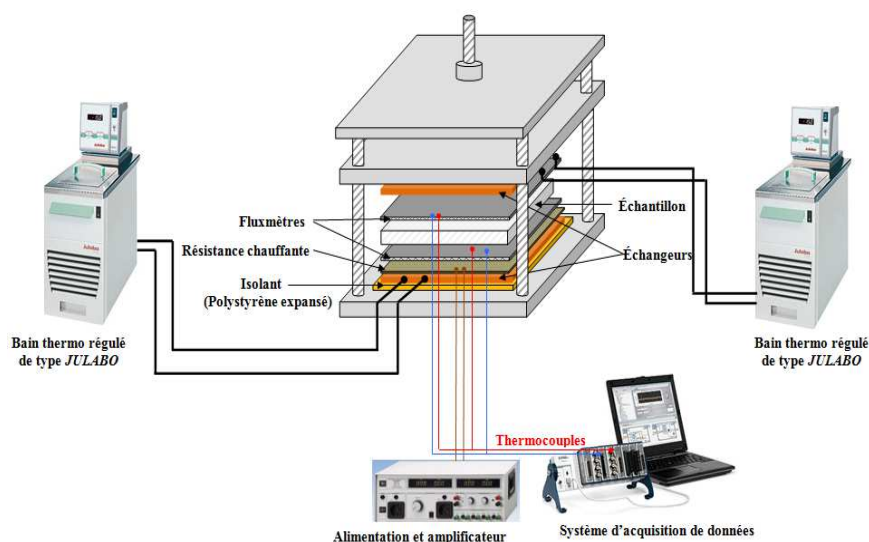


Figure 2 : Plaque chaude gardée transitoire (PCGT )

### 3. Résultats et discussion

L'objectif ici est d'examiner les propriétés thermophysiques des deux composites avec des différents pourcentages massiques de l'Hexadecane, de SEBS et celle de PEBD est fixée à 15%.

#### 3.1. Les mesures de la conductivité thermique des composites

Dans cette étude, le Hot Disk est utilisé comme méthode de détermination de la conductivité et la diffusivité thermique des échantillons. Les tableaux 3 et 4 résument les propriétés thermiques de chaque composite à l'état liquide et à l'état solide. On peut remarquer donc que la valeur moyenne de la conductivité et la diffusivité thermique des composites diminuent avec l'augmentation du pourcentage massique de l'Hexadecane.

	L'état liquide (T= 24°C)			
	1 <sup>ère</sup> essai	2 <sup>ème</sup> essai	3 <sup>ème</sup> essai	Valeur moyenne
$\lambda$ (W/m/K)	0.2413	0.2413	0.2416	0.2414 ± 5%
$\alpha$ (mm <sup>2</sup> /s)	0.1478	0.1480	0.1492	0.1483 ± 5%
	L'état solide (T= 14°C)			
	1 <sup>ère</sup> essai	2 <sup>ème</sup> essai	3 <sup>ème</sup> essai	Valeur moyenne
$\lambda$ (W/m/K)	0.2425	0.2543	0.2349	0.2439 ± 5%
$\alpha$ (mm <sup>2</sup> /s)	0.1454	0.1906	0.1935	0.1765 ± 5%

Tableau 3: La conductivité et la diffusivité thermique de composite 1(15%PEBD/80% Hexadecane /5% SEBS)

	<i>L'état liquide (T= 24°C)</i>			
	1 <sup>ère</sup> essai	2 <sup>ème</sup> essai	3 <sup>ème</sup> essai	Valeur moyenne
$\lambda$ (W/m/K)	0.2493	0.2514	0.2522	0.2509 ± 5%
$\alpha$ (mm <sup>2</sup> /s)	0.1454	0.1498	0.1509	0.1487 ± 5%
	<i>L'état solide (T= 14°C)</i>			
	1 <sup>ère</sup> essai	2 <sup>ème</sup> essai	3 <sup>ème</sup> essai	Valeur moyenne
$\lambda$ (W/m/K)	0.2636	0.2591	0.2563	0.2596 ± 5%
$\alpha$ (mm <sup>2</sup> /s)	0.1609	0.1768	0.2363	0.1913 ± 5%

Tableau 4: La conductivité et la diffusivité thermique de composite 2 (15%PEBD/ 75%Hexadecane /10% SEBS)

### 3.2. Les capacités de chaleur spécifique à l'état liquide et solide

Pour calculer la chaleur sensible et la chaleur massique liquide de nos composites, on fait passer le composite d'un état 1 (liquide  $T_i = 20^\circ\text{C}$ ) à un autre état (toujours liquide  $T_f = 35^\circ\text{C}$ ). Entre ces deux états, l'échantillon stocke une quantité d'énergie  $Q_{\text{sens}}$  qui représente la variation d'énergie interne du système. La chaleur sensible stockée est donnée par l'équation suivante :

$$Q_{\text{sens}} = \frac{1}{\rho \cdot e} \int_{t_i}^{t_f} \Delta\Phi \cdot dt = C_p \cdot (T_f - T_i) \quad (1)$$

Avec  $C_p$  : la chaleur massique (kJ/kg. °C),  $\Delta\phi$  : la différence des flux mesurée à chaque pas de temps d'acquisition,  $dt$ : le délai entre chaque acquisition,  $\rho$  : la masse volumique de l'échantillon,  $e$ : l'épaisseur de l'échantillon.

L'évaluation de la capacité thermique s'effectue donc en calculant l'intégrale de la différence des densités de flux entre l'état initial et l'état final selon les sollicitations en température entre les mêmes crêneaux. De la même manière, on peut aussi calculer la chaleur sensible et la chaleur massique solide pour une variation de température de  $T_i = 5^\circ\text{C}$  à  $T_f = 15^\circ\text{C}$ .

La figure 3 montre un cycle de stockage de chaleur pour le comp1 (15%PEBD/75% Hexadecane/5% SEBS) à l'état liquide. On remarque bien sur ces courbes que les températures évoluent de manière asymptotique vers la valeur de consigne et que les densités de flux évoluent très rapidement lors du régime de transition en début d'enregistrement puis convergent vers une valeur nulle qui correspond à un nouvel état d'équilibre obtenu en fin d'essai. Ceci confirme que les pertes thermiques latérales sont négligeables. On remarque également que la durée de stockage est comprise entre 2h.30 et 3.5h et cette durée est aussi la même pour le déstockage. On peut aussi noter que les courbes des densités de flux mesurées sur chacune des faces de l'échantillon ne sont pas symétriques.

Les quantités de chaleur stockées et déstockées et les capacités thermiques pour les états solides et liquides de chaque composite sont données dans le tableau 5. Ces valeurs seront utiles pour la détermination de la chaleur latente apparente de ces composites.

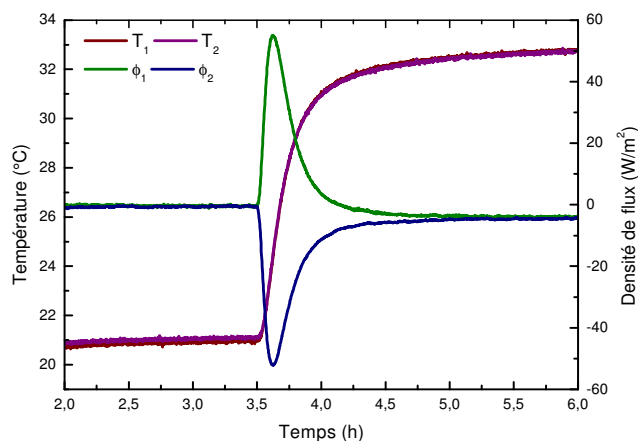


Figure 3 : Flux et températures du MCP à l'état liquide pour une évolution de 20°C à 35°C du composite 2 (15% PEBD/ 75% Hexadecane/ 10% SEBS)

	$Q_{sens}$ (KJ/kg)		$Cp$ (KJ/kg/K)	
	Solide (5-15°C)	Liquide (20-35°C)	Solide (5-15°C)	Liquide (20-35°C)
Comp 1	27.97	23.78	3.89	2.19
Comp 2	42.00	24.08	5.15	2.10

Tableau 5: Chaleur sensible et capacité calorifique à l'état solide et liquide

### 3.3. Stockage et déstockage d'énergie

Le principe de cette méthode utilisée consiste à calculer la quantité de chaleur totale stockée (ou déstockée) entre deux états thermiques stables (ici entre 5°C et 35°C). Entre ces deux états, l'échantillon stocke et déstocke de la chaleur sensible et de chaleur latente. Par soustraction de la chaleur sensible à la quantité de chaleur totale stockée, la chaleur latente peut être évaluée (équation 2).

$$Q_{tot} = \frac{1}{\rho \cdot e} \int_{t_i}^{t_f} \Delta \Phi \cdot dt = Cp \cdot (T_f - T_i) \quad (2)$$

$$Lm = Q_{tot} - (Cp(solide) \cdot \Delta T(solide) + Cp(liquide) \cdot \Delta T(liquide))$$

Où  $Q_{tot}$  est la chaleur totale,  $Cp(solide)$  et  $Cp(liquide)$  sont les chaleurs massiques du composite respectivement à l'état solide et à l'état liquide,  $\Delta T(solide)$  et  $\Delta T(liquide)$  les variations de températures subies par le matériau respectivement en phase solide puis en phase liquide.

Dans le cas de stockage thermique, la figure 3 présente les évolutions des densités de flux et de températures pour un écart de température entre l'état initial (5°C) et l'état final (35°C). Dans le cas de refroidissement, c'est-à-dire le cas où la température évolue de 35°C à 5°C on se trouve dans le cas de solidification du matériau. La figure 5 montre l'évolution des densités de flux et de températures de 5°C à 35°C.

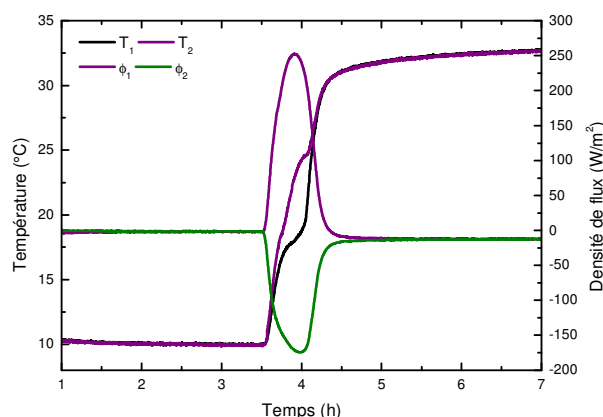


Figure 4 : Flux et températures du MCP pour une évolution de 5°C à 35°C du :(a) composite 1 (15% PEBD/ 80% Hexadecane/ 5% SEBS)

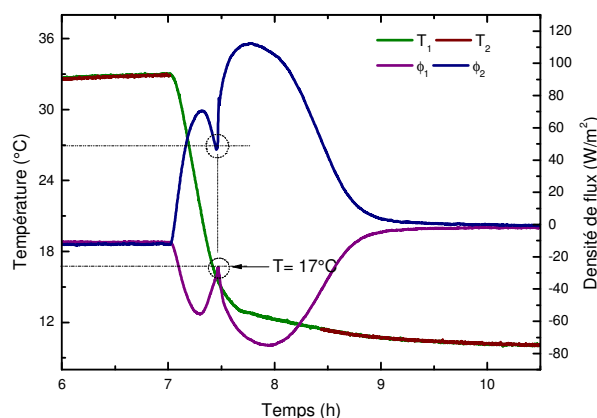


Figure 5 : Flux et températures du MCP pour une évolution de 35°C à 5°C du :(a) composite 1 (15% PEBD/ 80% Hexadecane/ 5% SEBS)

D'après la figure 5 on remarque que les flux évoluent très rapidement lors du régime de transition au début de l'enregistrement puis convergent vers une valeur nulle qui correspond à un nouvel état d'équilibre. La durée de stockage est comprise entre 3h et 3.5h. On observe également deux modifications des flux mesurés sur les deux faces de l'échantillon. Il s'agit d'une légère déformation qui a lieu à 90 min pour les deux composites et qui correspond au changement d'état liquide/solide de l'hexadecane. En effet cette modification se produit quand la température des faces se situe aux alentours de 17°C, et on sait que la température de fusion de l'hexadecane est de 18°C (valeur fournie par la société). Le tableau 6 résume les valeurs de la quantité de chaleur totale, de chaleur sensible dans l'état solide et l'état liquide et de chaleur latente calculée des deux composites.

	$Q_{tot}$ (KJ/kg)	$Q_{sens}$ (liquide) KJ/kg	$Q_{sens}$ (solide) KJ/kg	$Lm$ (KJ/kg)
Comp 1	179.95	23.78	27.97	128.2
Comp 2	166.85	24.08	42.00	100.7

Tableau 6 : Tableau récapitulatif de la caractérisation thermo-physique des composites

On remarque que la chaleur sensible des composites pour l'état solide est beaucoup plus élevée que celle de l'état liquide. Et aussi que la chaleur latente augmente avec l'augmentation des pourcentages massiques de l'Hexadecane. Ce comportement est compréhensible puisque la capacité de stocker et déstocker de l'énergie thermique augmente avec la quantité de MCP.

#### 4. Conclusion

Dans ce travail, les propriétés thermo-physiques des matériaux composites avec changement de phase ont été étudiées expérimentalement. Les mesures fluxmétriques associées aux mesures de températures ont permis de mettre en évidence le comportement véritablement spécifique de ces composites. De ce fait, ces mesures sont une source de données expérimentales très intéressante qui peut venir compléter des méthodes de mesures traditionnelles du type calorimétrique (DSC) qui rappellent le, fonctionnent avec des masses d'échantillon très faibles. Afin d'intensifier le transfert thermique de ces composites, des nanotubes de carbones (NTC) seront utilisés. Par ailleurs, des observations seront utilisées par le microscope électronique à balayage de manière à pouvoir apprécier la répartition de l'hexadecane/ NTC dans la matrice SEBS/PEBD.

#### Références

- [1] I. Chriaa, A. Trigui, M.Karkri, C. Boudaya, Stockage et déstockage d'énergie thermique par un composite à changement de phase PEBD/ Hexadecane/ SEBS., XII ème Congrès international sur les énergies renouvelables et l'Environnement, CERE 2018. Prix : *Diplôme d'Honneur*.
- [2] V.Saikrishna, A. Karthikeyan, Thermal behaviour study of phase change material of a latent heat storage system, *Materials Today: Proceedings 3 (2016) 2518–2524*.
- [3] F. Agyenim et al, A review of materials, heat transfer and phase change problem formulation for latent heat thermal energy storage systems (LHTESS), *Renewable and Sustainable Energy Reviews 14 (2010) 615–628*.
- [4] Y. Lin et al, Review on thermal conductivity enhancement, thermal properties and applications of phase change materials in thermal energy storage, *Renewable and Sustainable Energy Reviews 82 (2018) 2730–2742*.
- [5] A. Sari, A. Karaipekli, Thermal conductivity and latent heat thermal energy storage characteristics of paraffin/expanded graphite composite as phase change material, *Appl. Therm. Eng. 27 (2007) 1271–1277*.
- [6] L. Huang, Simultaneous determination of thermal conductivity and thermal diffusivity of food and agricultural materials using a transient plane-source method. *Journal of Food Engineering 95 (2009) 179-185*.
- [7] SA. Al-Ajlan, Measurements of thermal properties of insulation materials by using transient plane source technique. *Applied Thermal Engineering 26 (2006) 2184–2191*.
- [8] A. Trigui, M. Karkri, Thermal conductivity and latent heat thermal energy storage properties of LDPE/wax as a shape-stabilized composite phase change material, *Energy Conversion and Management 77 (2014) 586–596*.

# Méthode inverse pour la détermination expérimentale des propriétés thermophysiques des matériaux à changement de phase

M. Moussa EL IDI\*, Mustapha KARKRI

Université Paris-Est, CERTES, 61 Avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France

\*mohamed-moussa.el-idi@u-pec.fr

**Résumé :** Dans cet article nous développons une méthode de caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux à changement de phase (MCP). La méthode consiste à coupler un nouveau dispositif expérimental avec une méthode inverse. Elle permet de caractériser des échantillons cylindriques d'un rayon de 60 mm et d'une épaisseur de 10mm. La méthode inverse utilisée est la méthode du gradient conjugué. Dans ce travail, nous nous intéresserons uniquement à l'identification de la conductivité thermique en phase solide. Deux composites MCP ont été caractérisés: paraffine/ graphite synthétique (Timrex SFG75) et la paraffine/graphite industriel.

## Nomenclature

### Lettres romaines

*M* Nombre de thermocouples

*n* Normale à la surface

*nt* Nombre de pas de temps

*t* Temps, s

*T* Température, K

*i* itération

*w* Direction de descente

*x, y, z* Coordonnées cartésiennes

*Y* Température mesurée, K

### Symboles grec

$\delta$  Fonction Dirac

$\varphi$  Densité de flux thermique,  $Wm^{-2}$

$\Omega$  Domaine

$\partial\Omega$  Limites

### Indices et exposants

*a* aluminium

*exact* valeur exact

*ext* extérieur

*f* finale

*0* initiale

*i* indices thermocouples

*s* échantillon

sol solution

**Mots-clés :** Méthode inverse, matériaux à changement de phase, gradient conjugué, caractérisation.

## 1. Introduction :

Les matériaux à changement de phase (MCP) sont largement utilisés pour le stockage de l'énergie thermique dans divers domaines (bâtiments, solaire, systèmes de refroidissement...). La connaissance de leurs propriétés thermophysiques est indispensable pour la simulation numérique du comportement thermique des systèmes faisant intervenir de tels matériaux.

Il existe différentes méthodes permettant la caractérisation thermophysiques des MCP : l'analyse thermique différentielle, la calorimétrie différentielle à balayage et les méthodes de calorimétrie conventionnelles [1-4]. Cependant, ces méthodes sont appliquées à des échantillons de petite taille, 1-100 mg, et qui peuvent être influencées par l'hétérogénéité locale. Ce travail concerne la mise au point d'un dispositif expérimental couplé avec une méthode inverse permettant l'estimation des propriétés thermophysiques des échantillons cylindriques de 60 mm de rayon et d'épaisseur  $e=10$ mm. L'article présentera tout d'abord le dispositif ensuite la méthode inverse et l'algorithme d'optimisation et enfin la caractérisation



de la conductivité thermique de deux type de composites MCP, les résultats seront présentés et discutés.

## 2. Dispositif expérimental

Le dispositif que nous avons conçu, figure 1, représente deux versions. Une configuration pour laquelle nous contrôlons les échanges dans les 3 directions (modèle 3D), et une configuration dans laquelle les échanges de chaleur sont orientés selon une seule direction en vue de simplifier le contrôle de l'état de fusion de la paraffine dans la cavité (modèle 1D). Le chauffage s'effectue à l'aide des résistances chauffantes Type captec® couplées à un échangeur de chaleur dans la partie inférieure, figure 1a, dans lequel on fait circuler de l'huile H10 dont la température est régulée par un bain thermostaté (modèle Julabo MF32) afin de limiter les pertes thermiques. Sept thermocouples et deux fluxmètres sont fixés à la paroi inférieure du piston ainsi que dans la cavité cylindrique. Ils permettent de mesurer l'évolution de la densité de flux, et des températures sur la face inférieure et supérieure de l'échantillon. Une nouvelle technique est développée afin de pouvoir mesurer les températures dans l'échantillon sans perturber le champ thermique en phase solide ou liquide. Les mesures au sien de l'échantillon sont assurées par trois thermocouples, ( $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $Y_3$ ), introduits dans l'épaisseur de l'échantillon, figure 1. Les surfaces latérales ont été isolées avec de la laine minérale afin de réduire les pertes thermiques. Les thermocouples, l'élément chauffant et les fluxmètres sont connectés au système d'acquisition de données piloté par un micro-ordinateur. La régulation et l'enregistrement des mesures sont contrôlées par une application LabView.

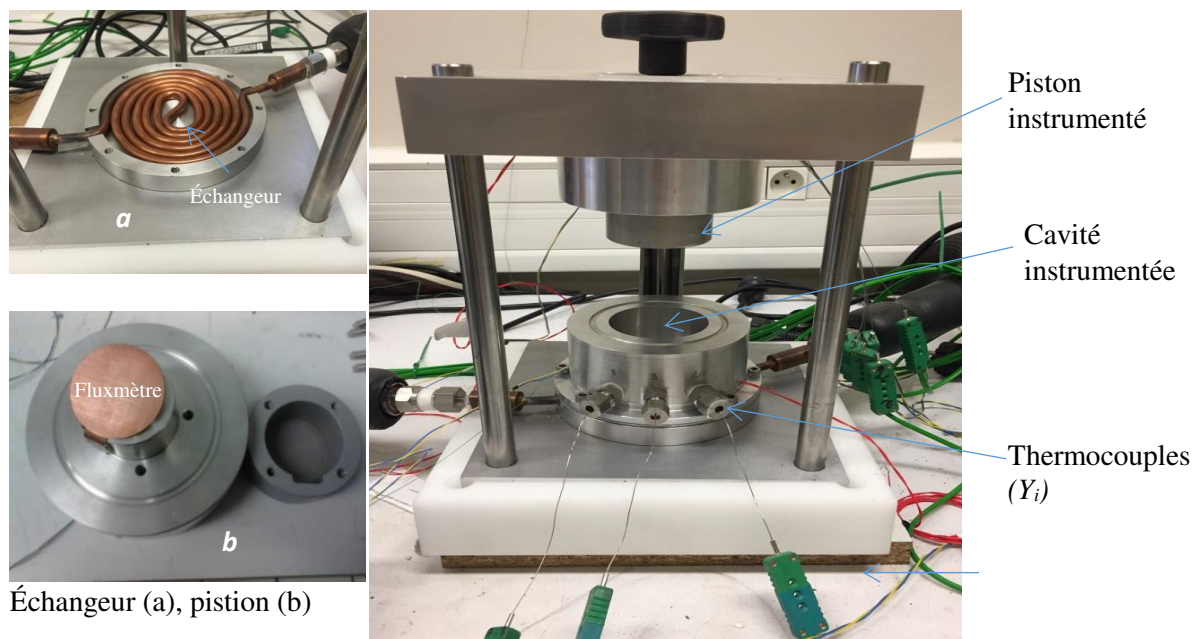


Figure 1. Dispositif expérimental

## 3. Méthode inverse

La méthode inverse utilisée dans cette étude est la méthode du gradient conjugué. Cette méthode est une technique itérative pour résoudre les problèmes inverses linéaires et non linéaires. L'application de la méthode du gradient conjugué pour estimer les propriétés

thermophysiques nécessite la résolution du problème direct, du problème adjoint et du problème de sensibilité [5-9].

### 3.1. Le problème direct

La figure 2 montre la géométrie utilisée sur COMSOL multiphysiques pour la modélisation du problème physique. Le problème direct est formulé comme suit:

Dans l'échantillon :

$$(\rho C_p)_s \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (k_s(T) \vec{\nabla} T(x, y, z, t)) \quad \forall (x, y, z) \in \Omega_s, \quad \forall t \in [0, t] \quad (1)$$

$$T(x, y, z, t) = T(t) \quad \forall (x, y, z = e) \in \Omega_{s2} \quad (2)$$

$$-k_s(T) \vec{\nabla} T(x, y, z, t) \cdot \vec{n} = \varphi_1(t) \quad \forall (x, y, z) \in \partial\Omega_{s1} \quad (3)$$

$$T(x, y, z, t) = T_{0s}(x, y, z) \quad \forall (x, y, z) \in \Omega_s, t = 0 \quad (4)$$

Dans l'aluminium :

$$(\rho C_p)_a \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (k_a(T) \vec{\nabla} T(x, y, z, t)) \quad \forall (x, y, z) \in \Omega_a, \quad \forall t \in [0, t_f] \quad (5)$$

$$-k_a(T) \vec{\nabla} T(x, y, z, t) \cdot \vec{n} = h_c(T(x, y, z, t) - T_{ext}) \quad \forall (x, y, z) \in \Omega_{a1} \quad (6)$$

$$\vec{\nabla} T(x, y, z, t) \cdot \vec{n} = 0 \quad \forall (x, y, z) \in \partial\Omega_{a2} \quad (7)$$

$$T(x, y, z) = T_{0a}(x, y, z) \quad \forall (x, y, z) \in \Omega_a, \quad t = 0 \quad (8)$$

Aux interfaces aluminium/échantillon, la continuité des températures et des flux a été supposée. Le coefficient d'échange convectif  $h_c$  est égal choisi constant égale à  $8Wm^{-2}K^{-1}$ . Il s'agit d'une valeur commune arbitraire pour tester l'effet de la convection naturelle.  $T_{ext}$  est supposée constante pendant la durée de la simulation et elle est réglée à  $22^\circ C$ . La température initiale est supposée uniforme :  $T_{0s}(x, y, z) = T_{0a}(x, y, z) = T_0$

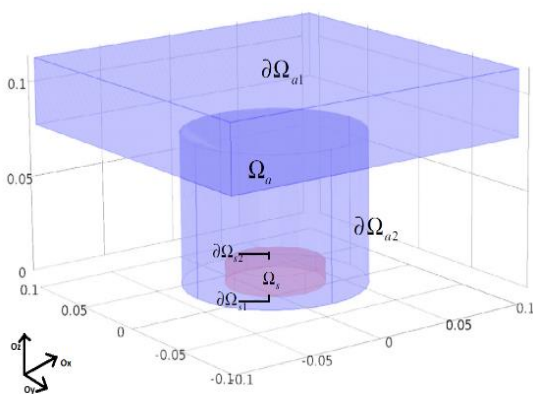


Figure 2. Géométrie du modèle

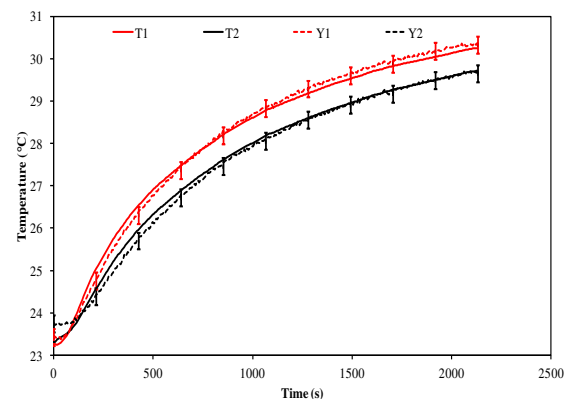


Figure 3 : Comparaison des températures calculées ( $T_1$  et  $T_2$ ) et mesurées ( $Y_1$  et  $Y_2$ )

La solution du problème inverse est obtenue lorsque la fonctionnelle  $J$  est minimale :

$$J(k) = \sum_{i=1}^M \int_0^{t_f} [T(x_i, y_i, z_i, k, t) - Y_i(x_i, y_i, z_i, k, t)]^2 dt \quad (9)$$

### 3.2. Etude de sensibilité et problème adjoint

La résolution du problème inverse a pour but de donner les équations permettant d'obtenir la fonction de sensibilité en fonction de la conductivité thermique et ainsi de calculer la profondeur de descente  $\alpha$  [9].

$$\alpha = \frac{\int_0^{t_f} \sum_{i=1}^M [T(x_i, y_i, z_i, t) - Y_i(x_i, y_i, z_i, t)] \delta T(x_i, y_i, z_i, t) dt}{\int_0^{t_f} \sum_{i=1}^M [\delta T(x_i, y_i, z_i, t)]^2 dt} \quad (10)$$

L'objectif du problème adjoint est de déterminer le gradient  $\nabla J$  (équation 11) de la fonctionnelle  $J(k)$ . Pour ce faire, le Lagrangien associé au problème a été introduit. La détermination de la fonction « adjoint »  $\psi$  permettra d'aboutir à l'expression du gradient [9-10].

$$\nabla J = - \int_0^{t_f} \int_{\Omega} \vec{\nabla} T \cdot \vec{\nabla} \psi d\Omega dt \quad (11)$$

### 3.4. Validation du problème direct

Cette étude préliminaire vise à valider le problème direct Eq. (2) - (9) en utilisant le matériau de référence (Tableau 1) et les conditions aux limites  $Y_1(t)$  et  $Y_2(t)$  mesurées à l'intérieur du matériau de référence. La figure 3 représente les évolutions des températures calculées et mesurées. Nous constatons que le modèle mathématique choisi est adapté aux phénomènes de transfert de chaleur qui se produisent à l'intérieur du dispositif expérimental.

	Masse volumique	Capacité thermique	Conductivité thermique
	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$C_p$ (J.kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$k$ (W.K <sup>-1</sup> m <sup>-1</sup> )
Aluminium	2700	910	230
Paraffine	896	1987	0.233

Tableau 1. Les propriétés de la paraffine et de l'aluminium

### 3.5. Algorithme d'optimisation

L'algorithme [10-11] est implanté sur Matlab, la résolution du problème direct, du problème de sensibilité et du problème adjoint ont été implémentés sur COMSOL Multiphysics.

### 3.6. Validation de la méthodologie

Par souci de validation, des expériences numériques ont été réalisées. Les données de sortie  $Y_i(x_i, y_i, z_i, t)$  sont d'abord calculées sur l'intervalle de temps  $[0, t_f]$  par le problème direct avec une conductivité thermique cible  $k(T)$ . Ensuite, ces données de sortie ont été utilisées pour résoudre le problème inverse par l'algorithme d'optimisation afin d'identifier la conductivité thermique. Dans ce travail deux cas cibles ont été considérés:

- Cas 1 : fonction linéaire  $k(T)=a+bT$
- Cas 2 : fonction non linéaire  $k(T)=ae^{(T-273)/b}$ , avec a, et b sont des constants.

Les coefficients de conductivité sont fixés : a=0.5 et b=0.001. Le critère de convergence de

l'algorithme est fixé  $\varepsilon=10^{-7}k^2$ . La figure 4 montre l'évolution de la fonctionnelle  $J$  en fonction des itérations. D'après la figure 5, les températures calculées correspondent parfaitement à celles mesurées. Les valeurs de  $a$  et  $b$  obtenues après convergence sont  $a = 0.499$  et  $b = 0.001$ .

Pour le cas non linéaire, les coefficients cibles sont fixés :  $a=0.5$  et  $b=20$ . La figure 6 représente l'évolution de la fonctionnelle  $J$  en fonction des itérations. Les températures calculées correspondent parfaitement à celles mesurées, figure 7. Les valeurs de  $a$  et  $b$  obtenue après convergence est  $a=0.499$  et  $b=19.99$ . Les résultats témoignent d'un accord très satisfaisant entre les valeurs de  $a$  et  $b$  calculées et les valeurs cibles.

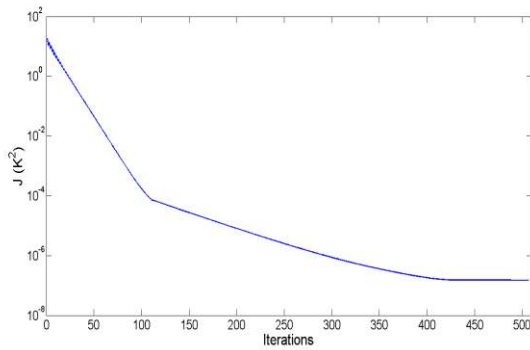


Figure 4. Evolution de  $J$  en fonction des itérations (cas 1)

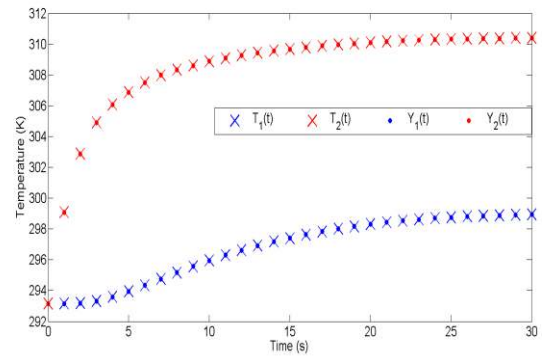


Figure 5. Evolution des températures (cas 1)

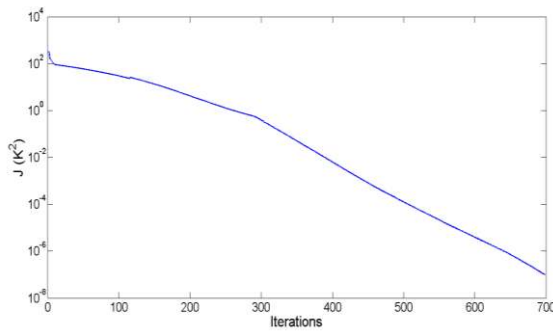


Figure 6. Evolution de  $J$  en fonction des itérations (cas 2)

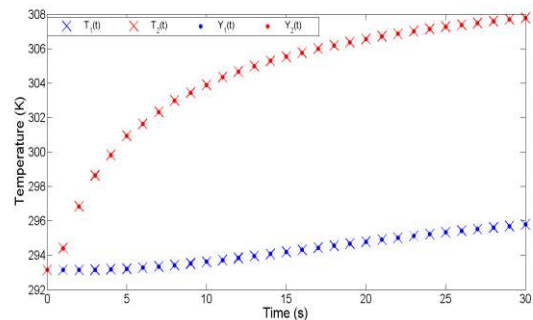


Figure 7. Evolution des températures (cas 2)

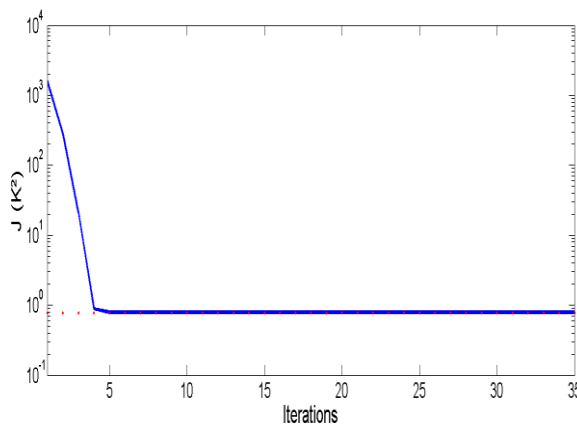


Figure 8. Evolution de  $J$  pour un écart type de 0.05 K

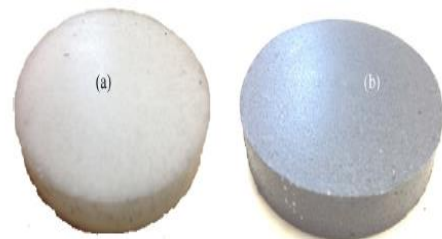


Figure 9. Echantillons composites de paraffine / graphite: (a) paraffine, (b) paraffine / graphite.

### 3.6.1. Influence des données bruitées

Les données de sortie  $(Y_1(t), Y_2(t))$  sont perturbées par des bruits de mesure. Nous utilisons le principe de régularisation comme critère d'arrêt [10-11]. Les résidus de température sont approximés par:

$$T(x_i, y_i, z_i, t) - Y_i(x_i, y_i, z_i, t) \approx \sigma \quad (12)$$

Où  $\sigma$  est l'écart type des mesures, qui est supposé constant. L'expression de  $\varepsilon$  est obtenue par substitution de l'équation (1) dans l'équation (12):

$$\varepsilon = (nt + 1)M\sigma^2 \quad (13)$$

Où  $nt$  est le nombre de pas de temps. Les données de mesure simulées inexactes  $\tilde{Y}_i(x_i, y_i, z_i, t)$  peuvent être exprimées comme :

$$\tilde{Y}_i(x_i, y_i, z_i, t) = Y_{i,exact}(x_i, y_i, z_i, t) - \omega \quad (10)$$

Où  $\tilde{Y}_{i,exact}(x_i, y_i, z_i, t)$  est la solution du problème direct avec la valeur exacte de  $k = 0.5 \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$  et  $\omega$  est un nombre aléatoire d'une distribution normale avec la moyenne 0 et l'écart-type  $\sigma$ .

La figure 8 présente l'évolution de  $J$  avec des données bruitées pour un écart-type de 0.05K. Nous observons que, l'algorithme du gradient conjugué converge rapidement vers le critère d'arrêt attendu  $\varepsilon$  (ligne pointillée).

## 4. Résultats et discussions

Dans le présent travail, le MCP à caractériser est une paraffine de température de fusion 56-58°C. La conductivité thermique est améliorée par l'addition du graphite expansé. Deux types de graphite ont été utilisés dans cette étude. Le premier type est un graphite industriel de masse volumique de  $900 \text{kgm}^{-3}$  avec une taille moyenne de  $85 \mu\text{m}$ . Il provient d'échangeurs de chaleur tubulaire endommagés [12]. Le deuxième type de graphite (Timrex SFG75) est fournie par la société Timcal Graphite&Carbon a une masse volumique de  $2240 \text{kgm}^{-3}$ . C'est un graphite synthétique avec une forme sphérique et une taille moyenne de  $75 \mu\text{m}$  [12]. La méthode d'élaboration du composite MCP est basée sur la compression uni-axiale à froid [12]. La paraffine et le graphite sont mélangés et verser dans un moule en acier inoxydable, ensuite soumis à une compression uni-axiale de 80 bars à température ambiante. Cette technique conduit à une structure anisotrope. Deux échantillons d'épaisseur et de diamètre respectivement  $10 \text{mm}$  et  $60 \text{mm}$  (figure 9) ont été élaborés par cette méthode.

Dans cette étude, nous supposons que la conductivité thermique  $k$  est indépendante de la température. Deux thermocouples  $Y_1$  et  $Y_2$  ont été insérés à deux endroits différents dans l'épaisseur de l'échantillon (paraffine/graphite 5% en masse) ont été réalisées en utilisant le nouveau dispositif expérimental. La fonctionnelle  $J$  atteint son minimum après 20 itérations. Les figures 10 et 11 représentent, respectivement, l'évolution de  $J$  et  $k$  en fonction des itérations. On constate que la conductivité thermique oscille autour d'une valeur moyenne  $k = 0.318 \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ . L'écart-type des mesures a été évalué à  $\sigma = 0.09 \text{K}$ . La comparaison des températures calculées et mesurées a montré une bonne concordance (figure 12).

Une autre mesure expérimentale a été réalisée sur l'échantillon (paraffine/graphite SFG75 40% en masse). La fonctionnelle  $J$  atteint son minimum après 100 itérations. La conductivité

thermique oscille autour d'une valeur moyenne  $k = 1.648 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Les évolutions de  $J$  et  $k$  en fonction des itérations sont présentés respectivement sur les figures 13 et 14. Ensuite nous avons calculé les températures  $T_1$  et  $T_2$ , en prenant en compte la conductivité thermique déterminée par inversion, figure 15. L'écart-type des mesures a été évalué à  $\sigma = 0.02 \text{ K}$ . La comparaison des températures calculées et mesurées a montré une bonne concordance mesures-modèle mais qui reste à améliorer.

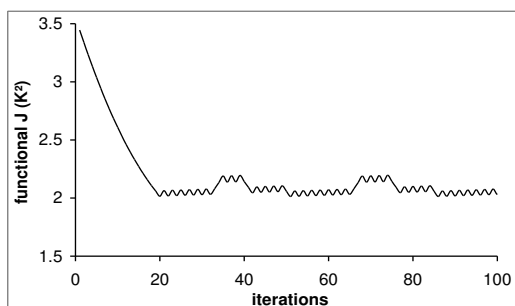


Figure 10. Evolution de la fonctionnelle  $J$  en fonction des itérations

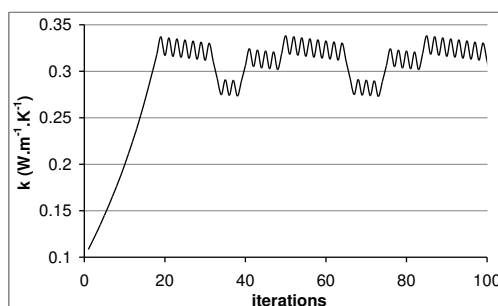


Figure 11. Evolution de la conductivité thermique  $k$

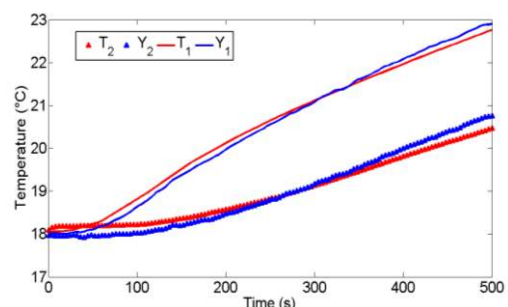


Figure 12. Evolution des températures mesurées et calculées (paraffine / 5% graphite industriel)

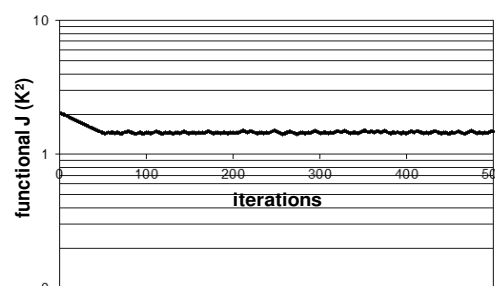


Figure 13. Evolution de la fonctionnelle  $J$  en fonction des itérations

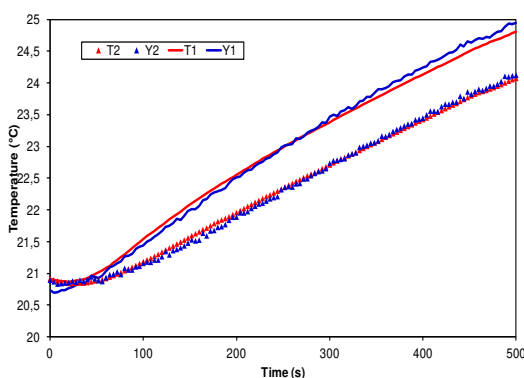


Figure 15. Evolution des températures mesurées et calculées (paraffine / 40% SFG75 graphite)

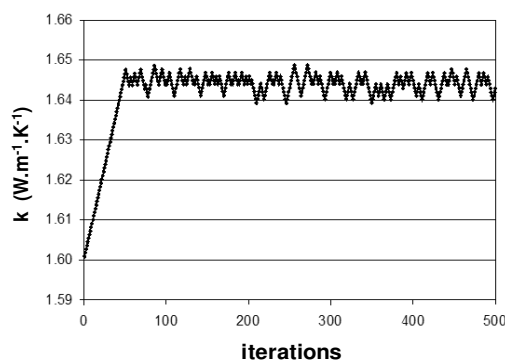


Figure 14. Evolution de  $k$  en fonction des itérations

Des composites de paraffine/graphite SFG75 avec une fraction massique de 0% à 20% en masse de graphite ont été caractérisés [12-13]. La conductivité thermique déterminée par la méthode expérimentale actuelle suit la tendance établie dans [12], la conductivité thermique du composite augmente avec la fraction massique du graphite. De ces observations, nous

pouvons conclure la validité des mesures du dispositif expérimental et de la méthode inverse d'identification.

## 5. Conclusion et perspectives

Un dispositif expérimental couplé avec une méthode inverse permettant de déterminer les propriétés thermophysiques des matériaux à changement de phase a été présenté. Il permet de caractériser des échantillons à grandes dimensions avec changement de phase, sans être affecté par l'hétérogénéité locale. Les échantillons ont une géométrie cylindrique, d'un rayon de 60 mm et d'une épaisseur  $e=10$  mm. Le problème inverse a été résolu par l'algorithme gradient conjugué par couplage entre COMSOL Multiphysiques et MATLAB. Deux composites (paraffine/5% en masse de graphite) et (paraffine/40% en masse de graphite SFG75) ont été caractérisés. Des tests numériques et expérimentaux ont démontré la validité des résultats obtenus. La comparaison des températures calculées et mesurées a montré une bonne concordance mesures-modèle mais qui reste à améliorer. L'objectif par la suite est d'identifier plusieurs propriétés thermophysiques en 3D des matériaux à changement de phase simultanément et de déterminer les propriétés thermophysiques des matériaux à changement de phase anisotropes.

### Références:

- [1] M. Karkri, M. Lachheb, F. Albouchi, S. B. Nasrallah, and I. Krupa, *Thermal properties of smart microencapsulated paraffin/plaster composites for the thermal regulation of buildings*, Energy and Buildings, vol. 88, pp.183–192, 2015.
- [2] A. Trigui, M. Karkri, C. Boudaya, Y. Candau, L. Ibos, and M. Fois, *Experimental investigation of a composite phase change material: Thermal-energy storage and release*, Journal of Composite Materials, vol. 48, no. 1, pp. 49–62, 2014.
- [3] A. Trigui, M. Karkri, C. Boudaya, Y. Candau, and L. Ibos, *Development and characterization of composite phase change material: Thermal conductivity and latent heat thermal energy storage*, Composites Part B: Engineering, vol. 49, pp. 22–35, 2013.
- [4] M. Aadmi, M. Karkri, L. Ibos, and M. E. Hammouti, *Effective thermal conductivity of random two-phase composites*, Journal of Reinforced Plastics and Composites. Vol 33 (1) 69–80, 2014.
- [5] M. N. Ozisik, *Inverse heat transfer: fundamentals and applications*. CRC Press, 2000.
- [6] Y. Jarny, M. N. Ozisik, and J. P. Bardon, "A general optimization method using adjoint equation for solving multidimensional inverse heat conduction," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, no. 11, pp. 2911–2919, Nov. 1991.
- [7] K. A. Woodbury, Ed., *Inverse engineering handbook*. Boca Raton: CRC Press, 2003.
- [8] M. J. Colaco and H. R. B. Orlando, "Comparison of Different Versions of the Conjugate Gradient Method of Function Estimation," *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, vol. 36, no. 2, pp. 229–249, Aug. 1999.
- [9] O. M. Alifanov, *Inverse Heat Transfer Problems*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1994.
- [10] M. Karkri, Y. Jarny, and P. Mousseau, "Inverse heat transfer analysis in a polymer melt flow within an extrusion die," *Inverse Problems in Science and Engineering*, vol.13, no.4, pp.355–375, 2005.
- [11] Alifanov OM. *Inverse heat transfer problems*. Berlin, Heidelberg: Springer; 1994.
- [12] M. Lachheb, M. Karkri, F. Albouchi, F. Mzali, S.B. Nasrallah, *Thermophysical properties estimation of paraffin/graphite composite phase change material using an inverse method*, Energy Conversion and Management, Vol. 82, 229–237, 2014.
- [13] M. Lachheb, M. Karkri, F. Albouchi, S.B. Nasrallah, M. Fois, P. Sobolciak, *Thermal properties measurement and heat storage analysis of paraffin/graphite composite phase change material*, Composites Part B: Engineering, Vol. 66, 518-525, 2014.



# Identification des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire

Juan David PENA CARRILLO<sup>1,2,3\*</sup>, Alexandre LABERGUE<sup>1,3</sup>, Tony GLANTZ<sup>3</sup>, Georges REPETTO<sup>3</sup>, Michel GRADECK<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>LEMETA, Université de Lorraine, Vandœuvre-lès-Nancy, F-54500, France

<sup>2</sup>LEMETA, CNRS, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, F-54500, France

<sup>3</sup> IRSN PSN/SEMIA/LIMAR, B.P. 3, 13 115 St-Paul-Lez-Durance Cedex, France

\*(auteur correspondant : [penacarr1@univ-lorraine.fr](mailto:penacarr1@univ-lorraine.fr))

**Résumé** - Ce papier concerne l'étude de la capacité de refroidissement des crayons combustibles d'un réacteur à eau pressurisée (REP) par un écoulement diphasique dispersé de vapeur et de gouttes lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP). Un banc expérimental représentatif a été conçu à l'échelle 1 d'un sous-canal fluide d'un REP, afin d'évaluer l'influence de la déformation des crayons combustibles sur le refroidissement dû à un écoulement vapeur/gouttes. Grâce aux mesures thermographie infrarouge, PDA et LIF3c, il est possible d'évaluer la densité de flux thermique extrait par l'écoulement diphasique ainsi que les propriétés des gouttes en amont et aval de la zone d'essais. Les résultats présentés dans ce document montrent l'influence du débit d'injection de gouttes pour une configuration représentative d'un sous-canal non déformé.

## Nomenclature

$A_c$	Section de passage, $m^2$	$\rho$	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
$C_p$	Chaleur massique $J.kg^{-1}K^{-1}$	$\rho_o$	Résistivité, $\Omega.m$
$d, D$	Diamètre, $m$	<i>Indices et exposants</i>	
$I$	Intensité, $A$	$p$	Paroi
$q$	Flux de chaleur, $W.m^{-2}$	$g$	Goutte
$T$	température, $K$	$v$	Vapeur
$t$	Temps, $s$	Int	Interne
<i>Symboles grecs</i>		Ext	Externe

## 1. Introduction

L'un des accidents graves que peut subir un réacteur REP est l'APRP<sup>1</sup>. Un tel accident se produit lorsqu'il y a une rupture de la tuyauterie ou bien un problème d'étanchéité lié aux éléments du circuit primaire. Cela conduit à un assèchement de l'assemblage combustible dans la cuve du réacteur initialement à 155 bars. De ce fait, une augmentation considérable de la température du combustible et des gaines se produit à l'intérieur de la cuve ; les gaines de combustible peuvent éventuellement se déformer et des zones dites ballonnées apparaître le long des assemblages. La figure 1 montre une coupe radiale d'un assemblage déformé. Afin de refroidir le cœur du réacteur, de l'eau borée est injectée dans la cuve, du bas des crayons combustibles vers le haut. C'est la phase dite de « renoyage ». Un écoulement de vapeur et de gouttes se forme donc au-delà du front de remouillage de l'eau qui monte à travers les assemblages ; ainsi, une partie importante des crayons est dans un premier temps refroidie par cet écoulement diphasique. La figure 2 montre les étapes d'un tel accident à une position axiale donnée d'une gaine de combustible.

<sup>1</sup> Accident de perte de réfrigérant primaire



La capacité de refroidissement des crayons combustibles lors d'un APRP dépend principalement des paramètres thermo-hydrauliques de l'écoulement diphasique mais aussi de la géométrie du bouchage produite par le ballonnement des crayons combustibles (taux de bouchage et longueur axiale de déformation) [1][2]. Afin d'étudier la capacité de refroidissement de l'écoulement vapeur/gouttes à l'échelle 1 d'un sous-canal fluide (partie fluide entre 4 crayons adjacents, voir figure 1), un banc expérimental a été développé. L'utilisation des techniques de métrologie thermique et fluide telles la Fluorescence Induite par Laser (LIF), l'Anémométrie Phase Doppler (PDA), et la thermographie infrarouge permettra d'avoir accès à des grandeurs thermo-hydrauliques caractéristiques (vitesse, température, en plus du diamètre pour les gouttes) et ainsi de mieux comprendre le refroidissement.

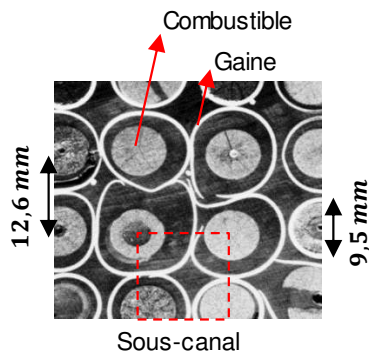


Figure 1. *Gainnes de combustibles déformées [1]*

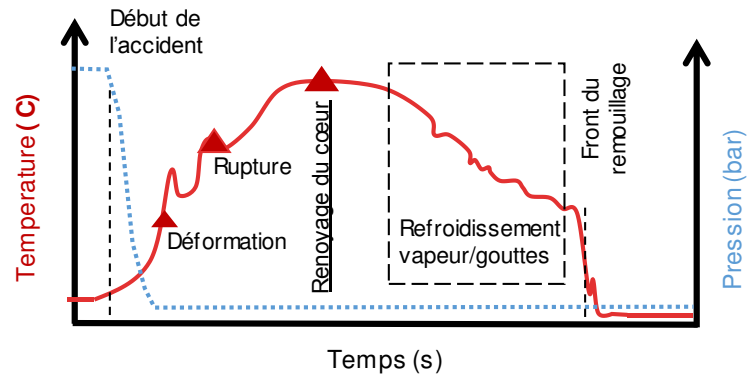


Figure 2. *Schématization des étapes d'un APRP à une position axiale donnée d'une gaine de combustible*

## 2. Installation expérimentale

La Figure 3 présente le schéma du banc expérimental COLIBRI<sup>2</sup>. Il se compose d'un système d'injection de gouttes d'eau, d'un système d'injection de vapeur surchauffée et d'une région tubulaire d'expérimentation et de métrologie.

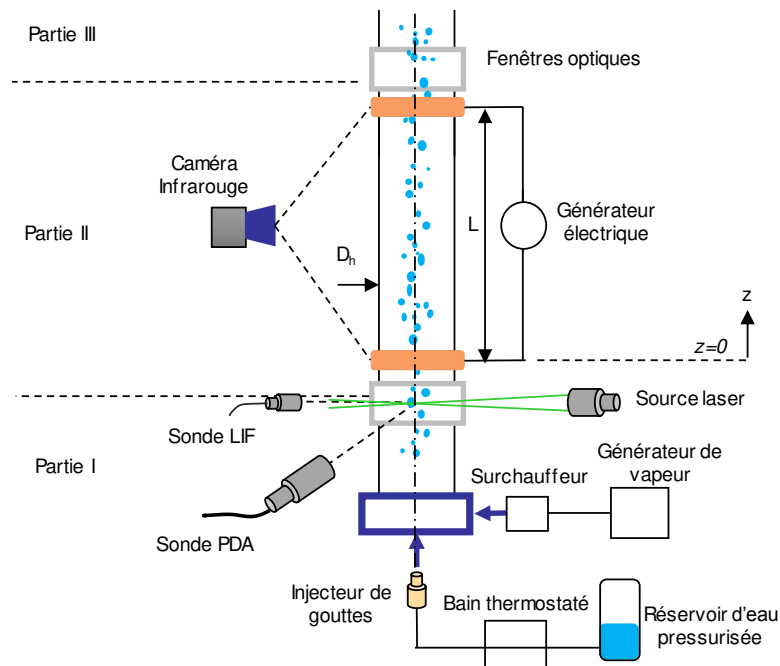


Figure 3. *Schéma du banc expérimental COLIBRI*

<sup>2</sup> COoLInG of Blockage Region Inside a PWR Reactor

La région tubulaire du banc expérimentale est composée de trois parties d'inconel 625 (Alliage nickel-chrome). Les parties I et III sont fixes et ont un diamètre de 11.78 mm, correspondant au diamètre hydraulique équivalent d'un sous-canal fluide non déformé d'un REP. La partie II, étant amovible, permet de représenter un sous-canal fluide partiellement déformé. Afin de représenter cela, une géométrie tubulaire avec un diamètre égale au diamètre hydraulique d'un sous-canal partiellement déformé sera utilisé. Le tableau 1 présente les différentes configurations de la partie II du banc expérimental.

	<i>Config. 1</i>	<i>Config. 2</i>	<i>Config. 3</i>	<i>Config. 4</i>	<i>Config. 5</i>
Taux de bouchage	0%	61%	61%	90%	90%
Diamètre équivalent ( $D_h$ )	11.78 mm	7.35 mm	7.35 mm	3.72 mm	3.72 mm
Longueur de bouchage (L)	180 mm	100 mm	300 mm	100 mm	300 mm
Epaisseur	0.57 mm	0.86 mm	0.86 mm	1.38 mm	1.38 mm

Tableau 1. *Configurations géométriques de la partie II du banc expérimental*

La partie II est chauffée par Effet Joule en utilisant un générateur électrique (TDK Lambda GEN 10-300). Cette partie est maintenue en position en utilisant deux brides en cuivre qui servent aussi à alimenter en courant le tube. Des fenêtres optiques en borosilicate sont placées en amont et en aval de cette partie afin d'effectuer de mesures optiques des caractéristiques des gouttes dans le tube (Vitesse, diamètre et température des gouttes).

L'écoulement diphasique est injecté en amont de la partie I. L'écoulement de vapeur est produit en utilisant un générateur de vapeur (AURA MA-6kW) permettant de produire de la vapeur à un débit massique maximal de 10 kg/h. En sortie du générateur, un surchauffeur (AURA s2000) permet d'augmenter la température de la vapeur jusqu'à 200°C. Le débit massique, la température, et la pression de la vapeur sont mesurés en utilisant respectivement un débitmètre à orifices Rosemount®, un thermocouple type-K, et un transmetteur de pression Keller®. Enfin, tout le réseau de vapeur est isolé afin de réduire les pertes thermiques.

L'écoulement de gouttes est produit à l'aide d'un injecteur de gouttes piézoélectrique (FMP technology) capable de produire des gouttes jusqu'à 500  $\mu\text{m}$  de diamètre et un débit massique de 2 kg/h. Un bain thermostaté (LAUDA®) permet d'augmenter la température de l'eau avant l'injecteur jusqu'à 80°C. La taille de l'orifice de l'injecteur ainsi que la pression du réservoir peuvent être changées afin d'ajuster le débit massique de gouttes.

Les expériences sont séquencées de la façon suivante : les conditions d'injection de l'écoulement diphasique sont ajustées et la phase d'injection démarre. Ensuite, le générateur électrique est mis en route afin de chauffer la partie II jusqu'à une température représentative d'un APRP. Une fois le régime quasi-stationnaire atteint, le générateur est coupé et les mesures simultanées de thermographie infrarouge, PDA et LIF démarrent afin d'obtenir l'évolution de la température externe du tube et les propriétés thermo-hydrauliques de l'écoulement des gouttes lors du refroidissement du tube. De plus, la température d'injection de vapeur, des gouttes, ainsi que le débit massique d'injection de la vapeur sont enregistrés.

### 3. Techniques de métrologie

#### 3.1. Thermographie infrarouge

La température externe du tube est mesurée en utilisant une caméra infrarouge (Cedip ® Jade III) avec une résolution spatiale de 320x240 pixels et équipée d'un filtre spectral [3.97-4.01]  $\mu\text{m}$ . Afin d'augmenter l'émissivité de la paroi et de garantir un état homogène de la surface, une couche de peinture noire résistant aux hautes températures est utilisée (Emissivité totale  $\epsilon=0.75$ , mesuré en utilisant une sphère Ulbricht). Pour corréler le signal de la caméra à

une valeur de température, une expérience de calibration est effectuée en utilisant un thermocouple soudé sur la surface du tube.

### 3.1.1. Mesure du flux thermique

En connaissant l'évolution temporelle de la température externe du tube, un modèle est utilisé afin d'estimer le flux thermique extrait par l'écoulement diphasique. Dans la présente étude le nombre de Biot radial du tube est suffisamment petit, ainsi il est possible de négliger la variation de la température dans l'épaisseur et considérer la température externe égale à celle de la face interne. Le modèle est réduit à deux variables en négligeant la variation de la température en fonction de l'angle  $T_p(\phi_1, z, t) = T_p(\phi_2, z, t) = T_p(z, t)$ . Le flux thermique est estimé de la façon suivante:

$$q_{\text{int}}(z, t) = \frac{1}{\pi D_{\text{int}}} \left[ \frac{\rho_{o,p} I^2}{A_{c,p}} - \rho_p A_{c,p} c_{p,p} \frac{dT_p(z, t)}{dt} \right] - \left( \frac{D_{\text{ext}}}{D_{\text{int}}} \right) [q_r(z, t) + q_c(z, t) + q_{\text{cond}}(z, t)] \quad (1)$$

Les deux premiers termes de l'équation 1 représentent respectivement l'énergie générée dans le tube par Effet Joule et l'énergie stockée dans le tube. Lors du refroidissement, le terme par Effet joule est nul puisque le générateur est éteint. Les trois derniers termes représentent respectivement les pertes thermiques par rayonnement, convection naturelle et conduction vers les brides. Les pertes radiatives sont estimées d'après la loi d'Stephan-Boltzmann, les pertes convectives sont estimées en utilisant des corrélations de convection naturelle autour d'un cylindre vertical. Les pertes par conduction sont estimées expérimentalement en effectuant une expérience de relaxation (i.e. refroidissement du tube sans écoulement interne).

### 3.2. Anémométrie par phase Doppler (PDA)

Un système PDA (Dantec-Dynamics ®) est utilisé pour la mesure de la distribution en vitesse et en diamètre des gouttes en amont et en aval la partie II du tube. Ce système est composé d'une sonde de réception optique avec une distance focale de 500 mm et un processeur BSA P80. Le volume de mesure est formé par l'intersection de deux faisceaux laser à une longueur d'onde de 514 nm. La distance focale de la sonde laser est de 1200 mm ; L'angle d'emplacement de la sonde de réception par rapport à l'axe de la sonde laser est de 60°.

### 3.3. Fluorescence Induite Laser (LIF3c)

La technique LIF repose sur la mesure de l'intensité de fluorescence d'un traceur fluorescent dilué dans le liquide. Dans la présente étude, le traceur utilisé est la sulforhodamine-B à une concentration de  $5 \times 10^{-6}$  mol/L. L'intensité de fluorescence collectée sur une bande spectrale  $i$ , s'exprime de la façon suivante :

$$I_{fi}(T) \approx K_{opt,i} K_{spec,i} V_c I C e^{\beta T} \quad (2)$$

Avec  $I$ , l'intensité d'excitation laser,  $C$  la concentration du traceur,  $V_c$  le volume de collection de la fluorescence et  $T$  la température du fluide.  $K_{opt}$  et  $K_{spec}$  sont des constantes dépendant de la chaîne optique et spectroscopique. Le paramètre  $\beta$  correspond à la sensibilité en température du traceur sur la bande spectrale  $i$ . Les paramètres  $I$ ,  $C$  et  $V_c$  sont difficiles à mesurer, de ce fait le signal de fluorescence est collecté sur deux bandes spectrales afin d'obtenir un rapport de fluorescence  $R_{12}$ . Enfin, une mesure du rapport de fluorescence à une température de référence,  $T_0$ , permet de normaliser les rapports de fluorescence et ainsi obtenir une expression dépendant seulement de la température du fluide. Dans le cas d'un écoulement poly-disperse (gouttes), l'effet de la taille de gouttes influence la valeur du rapport de fluorescence normalisé et doit être prise en compte [3]. Ainsi, la fonction  $g_{12}(d)$  est ajoutée :

$$\frac{R_{12}(T)}{R_{120}(T_0)} = e^{(\beta_1 - \beta_2)(T - T_0)} g_{12}(d) \quad (3)$$

L'intensité de fluorescence est collectée sur une troisième bande spectrale afin de calculer un deuxième rapport normalisé :

$$\frac{R_{32}(T)}{R_{320}(T_0)} = e^{(\beta_3 - \beta_2)(T - T_0)} g_{32}(d) \quad (4)$$

Les valeurs de sensibilité pour les bandes choisies, estimées suivant la procédure décrite par [4], sont  $\beta_1 - \beta_2 = 0.009$  et  $\beta_3 - \beta_2 = 0.0004$ . Afin d'obtenir une corrélation entre  $g_{12}$  et  $g_{32}$ , une mesure des rapports de fluorescence pour différentes tailles de goutte est effectuée en conditions isothermes [3] :

$$g_{12}(d) = \alpha(g_{32}(d))^2 + \eta g_{32}(d) + \gamma \quad (5)$$

$\alpha$ ,  $\eta$ , et  $\gamma$  sont estimées par ajustement des points expérimentaux suivant un polynôme d'ordre 2. Enfin, en utilisant les équations 3, 4 et 5, il est possible d'obtenir une expression dépendant uniquement de la température des gouttes :

$$\frac{I_{12}(T)}{I_{120}(T_0)} e^{(\beta_1 - \beta_2)(T_0 - T)} = \alpha \left( \frac{I_{32}(T)}{I_{320}(T_0)} e^{(\beta_3 - \beta_2)(T_0 - T)} \right)^2 + \eta \left( \frac{I_{32}(T)}{I_{320}(T_0)} e^{(\beta_3 - \beta_2)(T_0 - T)} \right) + \gamma \quad (6)$$

La fluorescence est induite par les faisceaux laser utilisés pour les mesures de PDA. Le signal collecté est filtré afin d'enlever la lumière diffuse par les gouttes à la longueur d'onde des faisceaux, puis acquis par trois photomultiplicateurs chacun correspondant à une bande spectrale donnée. Le rapport de fluorescence est ensuite calculé de la façon suivante :

$$R_{ij} = \frac{\sum_{k=1}^n I_{i,k} - N_i}{\sum_{k=1}^n I_{j,k} - N_k} \quad (7)$$

Avec  $I_{i,k}$  et  $I_{j,k}$  l'intégrale de l'intensité de fluorescence de la  $k^{\text{ème}}$  goutte traversant le volume de mesure,  $n$  le nombre de gouttes pendant l'acquisition.  $N$  est le bruit lié à chaque canal de détection.

## 4. Résultats

Des mesures ont été menées pour 2 débits d'injection de gouttes pour une géométrie représentative non déformée (Configuration 1, tableau 1). Ainsi, un cas de référence sans gouttes a été mené. Le tableau 2 présente les conditions thermo-hydrauliques :

Débit d'injection de gouttes (kg/h)	Débit massique vapeur (kg/h)	Température de l'eau avant injecteur (°C)	Température de vapeur (°C)	Pression du système (bar)
1.35	5.8	80	180	1
0.75		70		

Tableau 2. Paramètres thermo-hydrauliques pour la présente étude

### 4.1. Flux thermique

La température du tube a été enregistrée lors du refroidissement. La figure 4 et 5 présentent l'évolution temporelle pour deux positions axiales,  $z=10$  cm et  $z=15$  cm. Il est constaté que le refroidissement est plus rapide pour le débit d'injection le plus important. Quand le remouillage

est atteint, la température de la paroi décroît plus rapidement avec le débit d'injection. En utilisant l'évolution temporelle de la température à chaque position axiale, le flux thermique extrait par l'écoulement interne peut être estimé en utilisant l'équation (1).

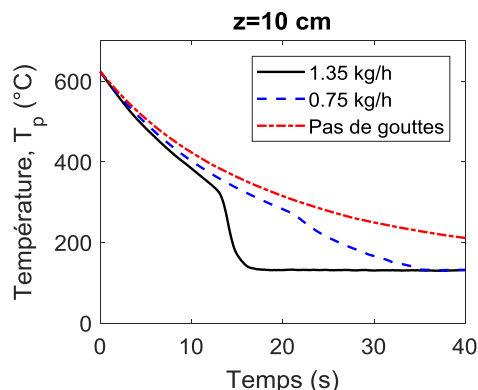


Figure 4. Evolution temporelle de la température du tube à  $z=10$  cm

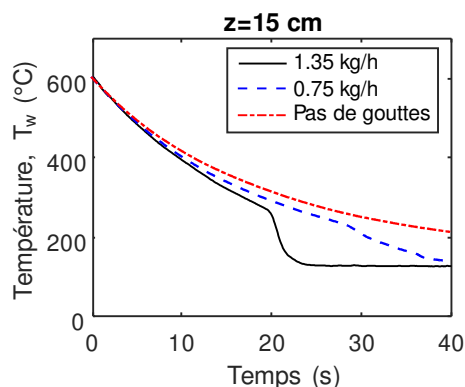


Figure 5. Evolution temporelle de la température du tube à  $z=15$  cm

Les figures 6 et 7 présentent le cartogramme spatio-temporel du flux thermique extrait par l'écoulement diphasique en fonction de la position axiale et le temps. On remarque que le flux thermique est non uniforme. Au début du refroidissement, le front de remouillage est localisé à une distance de  $z=2$  cm et  $z=5$  cm. Le front se déplace vers le haut du tube et atteint la partie finale du tube à  $t=25$  s et  $t=30$  s respectivement. Le front limite les régimes d'ébullition dans la conduite. L'ébullition en film a lieu en aval du front. Quand le front atteint la paroi et jusqu'à la fin du refroidissement, le flux thermique est extrait principalement en régime d'ébullition nucléée. Les valeurs maximales du flux thermique sont de  $2.5 \times 10^5$  et  $3.5 \times 10^5$   $W/m^2$  pour un débit d'injection de 0.75 et 1.35 kg/h respectivement.

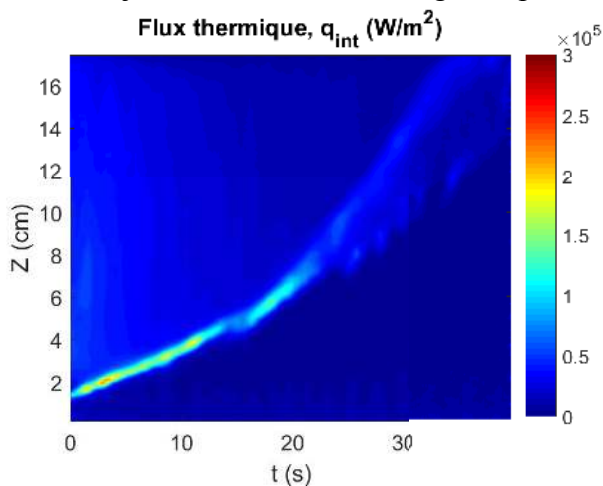


Figure 6. Cartogramme de flux thermique pour un débit d'injection de gouttes de 0.75 kg/h

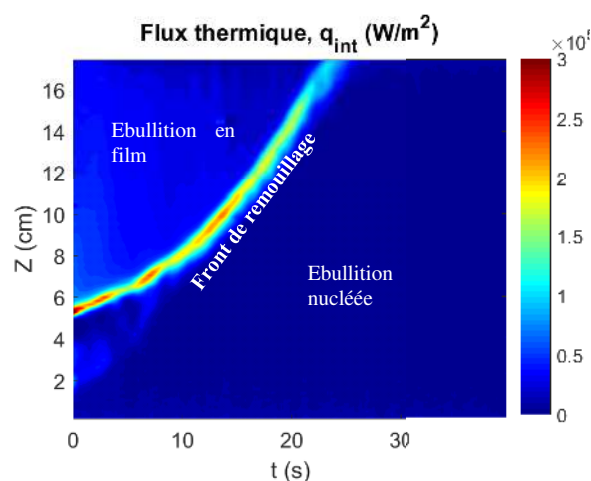


Figure 7. Cartogramme de flux thermique pour un débit d'injection de gouttes de 1.35 kg/h

Afin de comparer la capacité de refroidissement des trois expériences, les courbes d'ébullition moyennes sont tracées : le flux thermique est calculé comme la moyenne de chaque série de points ayant la même température. Les résultats de la figure 8 indiquent que le flux thermique augmente avec le débit d'injection de gouttes. En comparaison au cas sans gouttes, les transferts thermiques sont plus performants pour le cas d'une injection vapeur/gouttes. De même, le flux thermique décroît avec la température de paroi en régime d'ébullition en film.

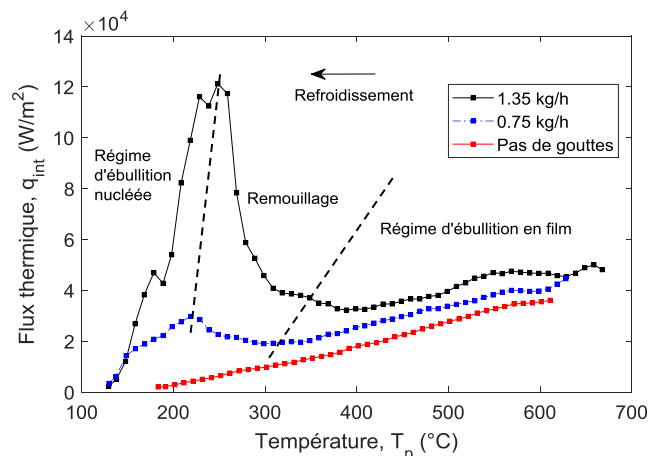


Figure 8. Courbes d'ébullition moyennes.

## 4.2. Mesures PDA

Les mesures PDA ont été réalisées lors du refroidissement du tube en amont et en aval de la partie chauffée (volume de mesure situé sur l'axe central). La figure 9 présente la distribution en taille de gouttes pour un débit d'injection de 1.35 kg/h ainsi que les courbes ajustées aux expériences en utilisant une régression de type log-normale. La vapeur s'accélère et devient turbulente le long du tube. Dans ces conditions, des phénomènes de fragmentation peuvent avoir lieu dus aux instabilités hydrodynamiques et aux éventuelles collisions paroi/gouttes ; de même les gouttes peuvent s'évaporer dû aux échanges thermiques avec la vapeur et la paroi, et donc une diminution du diamètre aura lieu. Ces conditions conduisent à un déplacement de la courbe de distribution de gouttes vers la gauche en aval. La figure 10 présente les courbes de la vitesse en fonction du diamètre de gouttes. Il est possible de constater que les gouttes s'accélèrent le long du tube. Pour des deux cas, la vitesse décroît avec le diamètre de gouttes ; ainsi, les gouttes ayant un petit diamètre suivent plus facilement l'écoulement continu de vapeur.

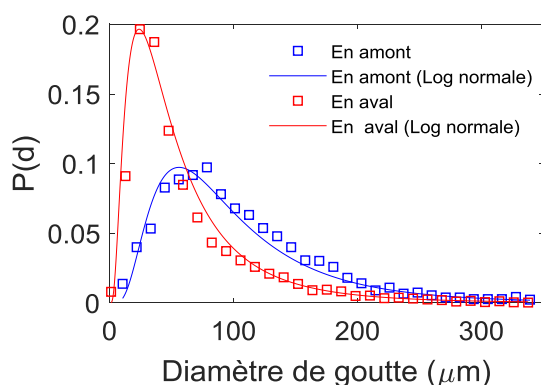


Figure 9. Distribution en taille de gouttes en amont et en aval de la partie chauffée. 1.35 kg/h

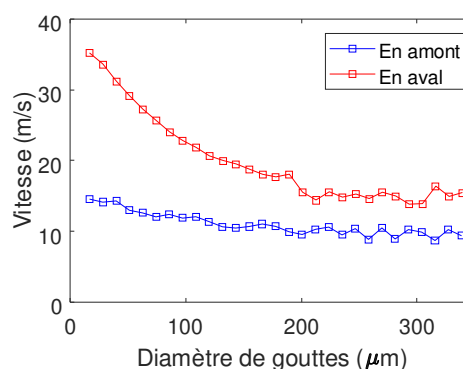


Figure 10. Corrélation vitesse/taille en amont et en aval de la partie chauffée. 1.35 kg/h

## 4.3. Mesures LIF

Les mesures de la température des gouttes en aval du tube sont faites en deux étapes pendant la présente étude: une première mesure est effectuée en maintenant le chauffage du tube ; une deuxième mesure une mesure est effectuée sans chauffage et à la fin du refroidissement du tube. En amont du tube, une seule mesure est faite maintenant le chauffage. Le nombre de gouttes acquises pour chaque expérience est d'environ 500, ce qui permet une convergence statistique. Le

tableau 4 présente les valeurs de température de gouttes en utilisant l'équation 7. La température des gouttes est proche de la saturation pour tous les cas en aval du tube. Dans les deux cas, un échauffement des gouttes est mis en évidence. Il semble que l'échauffement des gouttes soit plus important pour des petits débits d'injection.

Débit d'injection de gouttes (kg/h)	Température (°C)			Echauffement (°C)	
	En amont	En aval			
		Avec chauffage	Sans chauffage		
1.35	92	97	94	5	2
0.75	88	100	96	12	8

Tableau 3. Température moyenne des gouttes en amont et en aval de la partie chauffée.

## 5. Conclusion

Un banc expérimental, à l'échelle d'un sous-canal représentatif d'un REP, a été conçu afin de caractériser les échanges thermiques dues à un écoulement de vapeur et de gouttes lors d'un APRP (i.e expérience COLIBRI). L'utilisation des techniques optiques (TIR, PDA, LIF3c) a permis de caractériser la phase de refroidissement et donc avoir accès à des grandeurs thermo-hydrauliques d'intérêt pour un sous-canal représentatif non déformé. Le travail futur portera sur l'étude d'autres géométries (C2 à C5, tableau 1) afin d'évaluer l'influence du bouchage lors du refroidissement. Une comparaison du refroidissement expérimental avec le code NECTAR<sup>3</sup> développé au LEMTA (code mécaniste permettant la simulation du refroidissement d'un tube par un écoulement dispersé vapeur/gouttes) permettra aussi une analyse plus fine des transferts.

## Références

- [1] G. Repetto *et al.*, "the R & D Perfroi Project on Thermal Mechanical and Thermal Hydraulics Behaviors of a Fuel Rod Assembly During a Loss of Coolant Accident," pp. 1–14.
- [2] C. Grandjean, "Coolability of blocked regions in a rod bundle after ballooning under LOCA conditions. Main findings from a review of past experimental programmes," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 237, no. 15–17 SPEC. ISS., pp. 1872–1886, 2007.
- [3] A. Labergue, V. Deprédurand, A. Delconte, G. Castanet, and F. Lemoine, "New insight into two-color LIF thermometry applied to temperature measurements of droplets," *Exp. Fluids*, vol. 49, pp. 547–556, 2010.
- [4] V. Deprédurand, P. Miron, A. Labergue, M. Wolff, G. Castanet, and F. Lemoine, "A temperature-sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating fuel droplets," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 10, 2008.

## Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet ANR RSNR PERFROI financé par l'Etat français et géré par l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du programme d'investissements d'avenir portant la référence n ° ET-11-RSNR-0017

<sup>3</sup> New Experimental Code for heat Transfer Analysis inside Rod bundle

# Contribution à l'estimation locale d'effusivité thermique par thermographie infrarouge stimulée

Kamel Mouhoubi<sup>1</sup>, Jean-Luc Bodnar<sup>1</sup>, Jean-Marc Vallet<sup>2</sup>, Vincent Detalle<sup>3</sup>

<sup>1</sup>GRESPI / CATHERM, UFR Sciences Exactes et Naturelles, BP 1039, 51687 Reims cedex 02

<sup>2</sup>Centre Interdisciplinaire de Conservation et Restauration du Patrimoine (CICRP), 21 rue Guibal, 13003 Marseille

<sup>3</sup>C2RMF, Palais du Louvre – Porte des Lions, 14, quai François Mitterrand, 75001 Paris

**Résumé :** Notre laboratoire s'est spécialisé dans l'étude des altérations affectant les œuvres d'art telles que les fresques [1,2]. L'effusivité thermique est une quantité thermophysique qui nous permet de repérer des altérations ou de mettre en évidence des contaminations d'espèces chimiques dans ces œuvres d'art telles que les sels hygroscopiques. L'approche présentée ici, basée sur l'analyse de la diffusion latérale de la chaleur suite à une excitation laser locale, permet d'aboutir à une bonne estimation de cette grandeur thermophysique, ceci indépendamment de l'épaisseur des échantillons et sans prélèvement (ce qui est un atout pour l'analyse des œuvres d'art).

**Mots-clefs :** thermographie infrarouge stimulée, caractérisation thermique, effusivité, contrôle non destructif, laser

## Nomenclature

$a$	Diffusivité thermique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	$t$	Temps, s
$b$	Effusivité thermique, $\text{J.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$	$T$	Température, K
$c$	Capacité thermique, $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
$F$	Transformée de Fourier	$\delta(t)$	Fonction de Dirac
$H$	Transformée de Hankel	$\lambda$	Conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$I(t)$	Intégrale de surface, K	$\rho$	Masse volumique, $\text{kg.m}^{-3}$
$Q$	Énergie totale (du faisceau), J	$\theta$	Coordonnée angulaire, rad
$Q'$	Terme équivalent à une densité d'énergie, $\text{J.m}^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$R$	Rayon du spot laser, m	ref	Référence
$r$	Coordonnée cylindrique, m	inc	Inconnu

## 1 Introduction

Notre laboratoire travaille depuis plus de 15 ans dans le domaine de l'aide à la conservation du patrimoine culturel par thermographie infrarouge stimulée. Après avoir montré les possibilités de la méthode en termes de détection de défauts structurels, nous travaillons actuellement à la détection de pollutions par sels hygroscopiques. L'approche suivie consiste à essayer de détecter ces polluants par analyse thermique. L'idée est que la présence de sels modifie les propriétés thermophysiques locales des œuvres d'art. Dans le cas des peintures murales, l'épaisseur des échantillons ne permet pas l'utilisation des méthodes d'estimation transversales de propriétés thermophysiques. Nous nous sommes alors tournés vers l'utilisation



d'une méthode de mesure longitudinale. Cette dernière met en œuvre une excitation laser locale et l'étude de la diffusion latérale de la chaleur. Dans ce travail, nous montrons que cette approche permet une bonne approximation du paramètre effusivité thermique. Notre présentation se décompose en quatre étapes : Nous présentons l'approche théorique de notre étude, nous présentons ensuite les échantillons étudiés et le dispositif expérimental mis en œuvre, enfin, nous présentons les résultats obtenus.

## 2 Le modèle théorique développé pour l'étude

Le mode opératoire de la méthode d'estimation d'effusivité thermique longitudinale développée pour l'étude est le suivant [3] : Un échantillon est soumis sur sa face avant à une excitation laser localisée. Cette excitation est temporellement proche d'un delta de Dirac  $\delta(t)$  et est spatialement de forme gaussienne. La mesure de l'évolution spatio-temporelle du champ de température induite par cette excitation, à l'aide d'une caméra de thermographie infrarouge permet de remonter à l'aide d'un post-traitement mathématique, à la valeur de l'effusivité thermique du matériau.

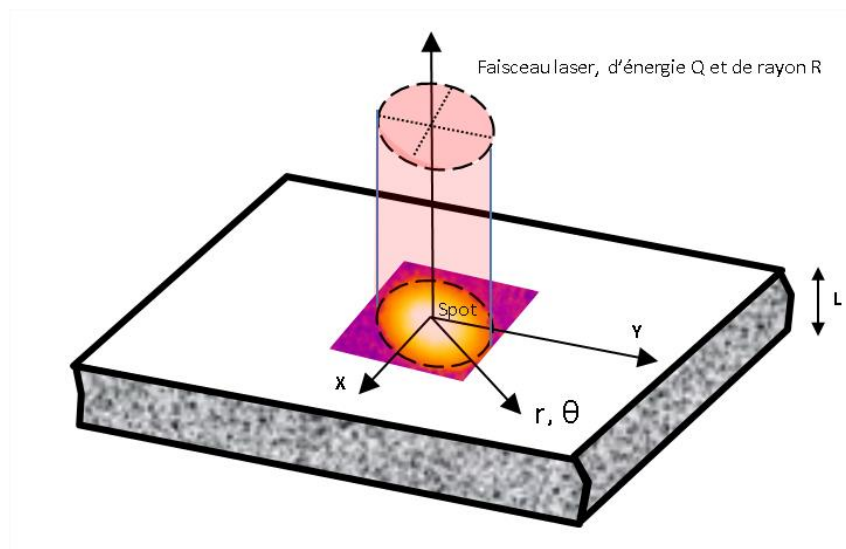


Figure 1 : Le mode opératoire mis en œuvre pour l'étude

Examinons en détail le post-traitement mathématique sur lequel est fondée cette technique de mesure. Soit une plaque d'épaisseur  $L$ , semi infinie en  $r$ . Soit une perturbation thermique très brève (Fonction delta de Dirac  $\delta(t)$ ), et de forme gaussienne spatialement. Cette excitation est appliquée à l'instant initial  $t = 0$  au centre de la plaque afin de s'affranchir des effets de bord. Soit  $R$ , le rayon caractéristique de cette tâche d'excitation (mesurée à  $Q_{\max}/e^2$ ). Soit  $\lambda$ ,  $\rho$ ,  $c$  et  $a$ , respectivement, la conductivité thermique, la masse volumique, la capacité calorifique et la diffusivité thermique du matériau constitutif de la plaque étudiée. L'échantillon est initialement en équilibre thermique avec son environnement. Enfin, dans ce modèle nous négligerons les échanges convecto-radiatifs entre l'échantillon étudié et l'environnement. La traduction mathématique de ces hypothèses conduit au système différentiel suivant :

$$\Delta T(r, z, t) = \frac{1}{a} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{En } z = 0 : -\lambda \frac{\partial T(r, 0, t)}{\partial t} = \frac{2Q}{\pi R^2} \text{Exp}\left(-\frac{2r^2}{R^2}\right) \delta(t) \quad (2)$$

$$\text{En } z = L : -\lambda \frac{\partial T(r, L, t)}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

$$\text{à } t = 0 : T = T_{\text{ext}}$$

La résolution de ce système différentiel met en œuvre deux transformations intégrales ; d'une part une transformation de Hankel d'ordre 0 sur l'axe  $r$  (4)

$$H_0 \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right) \right] = -\sigma^2 \int_0^\infty r J_0(\sigma r) T(r, z, t) dr \quad (4)$$

et d'autre part, une transformation de Fourier par rapport au temps (5) :

$$F \left( \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} \right) = \frac{i\omega}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} T(r, z, t) \cdot \text{Exp}(-i\omega t) dt \quad (5)$$

Elle permet d'aboutir à l'expression de l'évolution spatio-temporelle de la température en face avant de l'échantillon étudié donnée, pour les temps courts, par la formule (6, [3]) :

$$T(r, 0, t) = \frac{2Q}{b\sqrt{\pi^3 t}} \cdot \frac{1}{R^2 + 8at} \cdot \text{Exp}\left(\frac{2r^2}{R^2 + 8at}\right) \quad (6)$$

En considérant maintenant les conditions expérimentales classiquement rencontrées dans notre étude : soit un rayon d'excitation de  $R = 1$  cm, une diffusivité thermique  $a$  égale à  $8,15 \cdot 10^{-7}$  m<sup>2</sup>/s et une durée d'analyse  $t = 0,2$  s (analyse aux temps courts), le terme  $8at$  devient négligeable dans le terme  $R^2$  et la formule (6) devient alors :

$$T(r, 0, t) \approx \frac{2Q}{b\sqrt{\pi^3 t}} \cdot \frac{1}{R^2} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{R^2}\right) \quad (7)$$

Si maintenant la mesure se fait au centre de la tache thermique, soit en  $r = 0$ , alors cette expression devient :

$$T(r, 0, t) \approx \frac{2Q}{b\sqrt{\pi^3 t}} \cdot \frac{1}{R^2} \quad (8)$$

En posant maintenant  $Q' = \frac{2Q}{\pi R^2}$  il est possible de réécrire l'expression précédente sous la forme :

$$T(t) = \frac{Q'}{b\sqrt{\pi t}} \quad (9)$$

On retrouve alors une allure d'expression proche de celle obtenue lors d'une estimation d'effusivité thermique par une excitation flash étendue. Pour aboutir à l'estimation locale du paramètre effusivité thermique, nous proposons comme dans ce cas de mettre en œuvre une méthode de comparaison. Ainsi en déposant la même énergie (ce qui est envisageable pour les peintures murales car leurs comportements radiatifs dans la gamme de l'infrarouge moyen sont très proches) sur l'échantillon à analyser et sur un échantillon de référence à effusivité connue, il est possible d'aboutir à l'estimation de l'effusivité recherchée à l'aide de la formule suivante :

$$b_{inc} = \frac{T_{ref}(0,t)}{T_{inc}(0,t)} b_{ref} \quad (10)$$

### 3 Les échantillons étudiés et le système expérimental mis en œuvre lors de l'étude

Pour notre étude, nous avons à notre disposition 6 échantillons calibrés. Il s'agit de deux échantillons de PVC (échantillon A et échantillon de référence), d'un échantillon de bakélite (échantillon B) et de trois échantillons de nylon (échantillon C à E). Leurs dimensions géométriques sont les suivantes : une longueur de 40 mm une largeur de 40 mm. L'échantillon de référence a une épaisseur de 10 mm et les cinq autres ont une épaisseur de 3 mm. Ils ont tous été recouverts d'une fine couche de peinture noire afin d'homogénéiser leurs propriétés radiatives (figure 2).

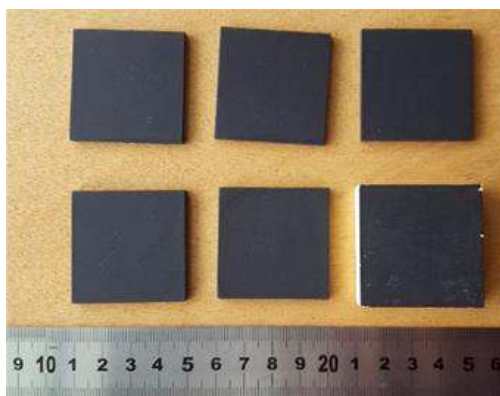


Figure 2 : Les échantillons étudiés

Leur effusivité thermique a été mesurée à l'aide du dispositif DICO – décrit dans les publications suivantes [4, 5] – du laboratoire CERTES de l'université de Paris Sud. Les valeurs fournis par ce laboratoire sont regroupées dans le tableau 1.

	Référence PVC	Ech A	Ech B	Ech C	Ech D	Ech E
b de référence (J.m-2.K-1.s-1/2)	408	345	471	358	555	611

Tableau 1 : Les valeurs d'effusivité mesurées à l'aide du dispositif DICO du laboratoire CERTES.

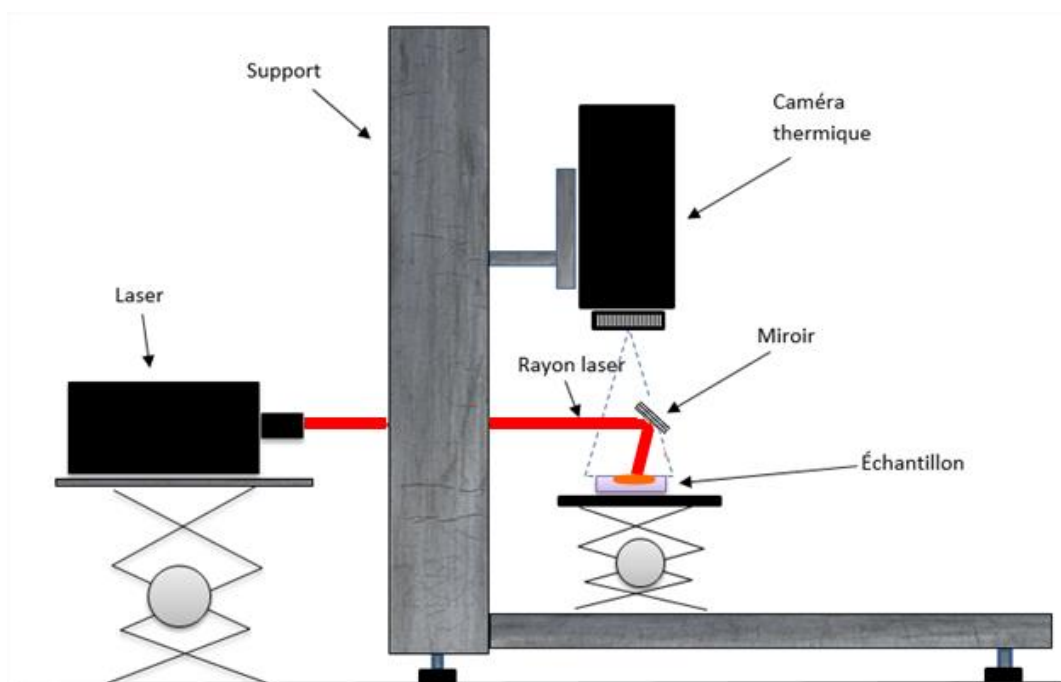


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental mis en œuvre

Le dispositif expérimental mis en œuvre est d'abord d'un statif mécanique en profilés microcontrolé. La base de ce statif est une plaque pleine de duralumin de 40 cm de largeur et de 50 cm de longueur. Son épaisseur est égale à 2 cm. Ces dimensions ont été choisies de façon à assurer une bonne stabilité au dispositif expérimental. Cette plaque est posée sur des pieds réglables en hauteur afin de permettre un réglage fin de la planéité de l'expérience. A l'une des extrémités de cette plaque est fixée un profilé en X microcontrolé de 95 mm de côté et de 85 cm de hauteur. Sur ce profilé sont positionnés deux cavaliers. Le premier permet la fixation de la caméra de thermographie infrarouge. Le second, muni d'une vis microcontrolé de déplacement fin permet un positionnement précis de la caméra de thermographie infrarouge.

Le dispositif expérimental mis en œuvre est ensuite composé d'une optique d'excitation. Il s'agit d'une diode laser de type AMS. Sa puissance maximale est de 3,5 W. Sa longueur d'onde d'émission est égale à 0,810  $\mu\text{m}$ . Elle pilotée par une électronique de contrôle et de synchronisation avec la caméra de thermographie infrarouge. Le laser est positionné sur un dispositif microcontrolé permettant son positionnement fin. Un miroir de renvoi en aluminium, placé environ à 45 degrés permet l'excitation de l'échantillon étudié.

Enfin le dispositif expérimental mis en oeuvre est composé d'une caméra de thermographie infrarouge. Il s'agit d'une caméra à bolomètres de type FLIR SC655 munie d'un objectif de macro thermographie permettant une résolution latérale d'environ 50 $\mu\text{m}$ . Ces choix sont justifiés par les constantes de temps importantes des échantillons étudiés et par les dimensions centimétriques de l'excitation laser (figure 3).

## 4 Les résultats expérimentaux obtenus

Les 6 échantillons ont été étudiés à l'aide de ce dispositif expérimental. Les conditions expérimentales retenues sont les suivantes : une durée d'excitation de 20 ms, une fréquence d'acquisition de 100 Hz et enfin un rayon d'excitation de 1 cm. Des films thermographiques obtenus dans ce cadre, nous avons ensuite tirés l'évolution temporelle de la température au centre de la trace thermique. Un exemple de résultats obtenus est présenté sur la figure 4. Elle montre bien un comportement en pente -1/2 pendant environ les 300 premières millisecondes de l'analyse, ce qui justifie les simplifications prises en compte précédemment et qui permet une estimation de l'effusivité thermique recherchée avec une trentaine de points de mesures.

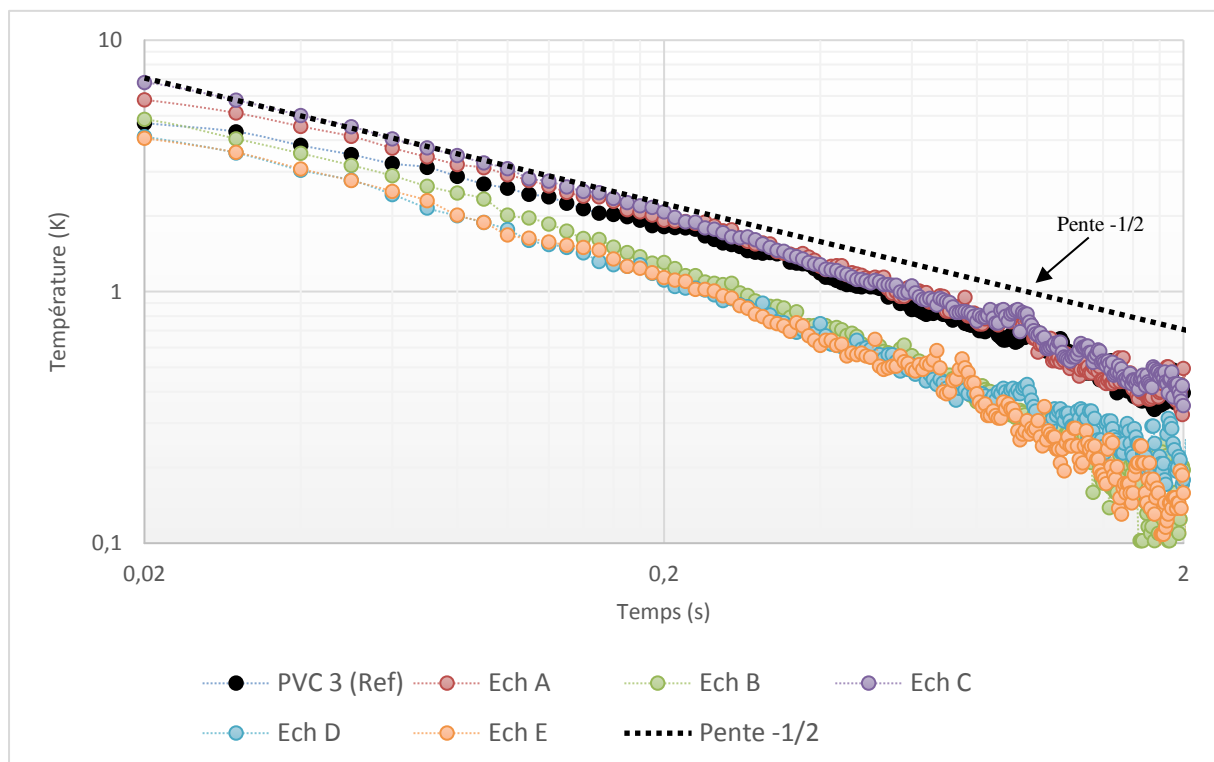


Figure 4 : Réponses en températures des échantillons (représentation Log-Log)

A partir de ces courbes et en mettant en œuvre la méthode des comparaisons, nous avons estimés les effusivités des échantillons A, B, C, D et E ; l'échantillon ref servant bien sûr de référence. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 2. Ils montrent que les valeurs estimées d'effusivité thermique sont proches des valeurs de références et donc la faisabilité de la méthode photothermique.

	<b>Ech A</b>	<b>Ech B</b>	<b>Ech C</b>	<b>Ech D</b>	<b>Ech E</b>
b estimé (J.m-2.K-1.s-1/2)	343	466	334	543	563
Référence DICO (J.m-2.K-1.s-1/2)	345	471	358	555	611
Écart relatif %	-0,5%	-1,0%	-6,8%	-2,1%	-7,9%

Tableau 2 : Les résultats expérimentaux obtenus

Les mesures obtenues présentent une bonne corrélation avec les mesures de référence attendues. Les écarts relatifs n'excèdent pas 12% ce qui est très encourageant.

## 5 Conclusion

Dans le cadre de l'aide à la conservation des œuvres d'art, les méthodes photothermiques sont d'un apport important pour la détection et la caractérisation de défauts structurels. Dans le cadre de la détection de pollution aux sels hygroscopiques, c'est l'étude de l'évolution locale de propriétés thermophysiques que nous proposons de mettre en œuvre. Toutefois, l'épaisseur des peintures murales et le besoin de mesures in-situ, nous ont conduits à l'introduction d'une estimation d'effusivité thermique longitudinale. Dans ce travail, nous avons d'abord présenté notre démarche d'investigation. Elle est basée sur l'étude de la diffusion latérale d'un spot de chaleur engendré par une impulsion laser. Nous avons ensuite développé une modélisation de cette démarche et montré que dans le cas des œuvres d'art, lents thermiquement, que la méthode des comparaisons utilisées classiquement en méthode flash étendue face avant est applicable dans notre cas d'étude. Dans une troisième étape, nous avons présenté le dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude. Enfin, à l'aide de 5 échantillons tests, caractérisés au préalable par le laboratoire CERTES, nous avons montré la faisabilité de la méthode proposée. Il y aurait maintenant à généraliser cette étude sur une panoplie plus importante d'échantillons. Il y aurait encore à étudier la reproductibilité et la robustesse de la méthode photothermique. Il y aurait enfin à étudier ses possibilités en matière de détection de pollution aux sels hygroscopiques d'œuvres d'art du patrimoine culturel. Des études allant dans ce sens sont en cours.

## 6 Bibliographie

- [1] Bodnar, J. L., Candoré, J. C., Nicolas, J. L., Szatanik, G., Detalle, V., & Vallet, J. M. (2012). Stimulated infrared thermography applied to help restoring mural paintings. *NDT & E International*, 49, 40-46.
- [2] Bodnar, J. L., Mouhoubi, K., Di Pallo, L., Detalle, V., Vallet, J. M., & Duvaut, T. (2013). Contribution to the improvement of heritage mural painting non-destructive testing by stimulated infrared thermography. *The European Physical Journal-Applied Physics*, 64(1).
- [3] Cernuschi, F., Russo, A., Lorenzoni, L., & Figari, A. (2001). In-plane thermal diffusivity evaluation by infrared thermography. *Review of scientific instruments*, 72(10), 3988-3995.
- [4] Krupa, I., Boudenne, A., & Ibos, L. (2007). Thermophysical properties of polyethylene filled with metal coated polyamide particles. *European Polymer Journal*, 43(6), 2443-2452.
- [5] Sobolciak, P., Karkri, M., Al-Maadeed, M. A., & Krupa, I. (2016). Thermal characterization of phase change materials based on linear low-density polyethylene, paraffin wax and expanded graphite. *Renewable Energy*, 88, 372-382.

# Impact des mécanismes de transferts de masse et de chaleur lors de la cuisson d'un produit céréalier

Puvikkarasan JAYAPARGASAM<sup>1</sup>, Tahar LOULOU<sup>1</sup>, Pascal LE BIDEAU<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL  
56100 Lorient

\*(auteur correspondant : pascal.le-bideau@univ-ubs.fr)

**Résumé** - La modélisation numérique des mécanismes de transport présents lors de la cuisson de produits céréaliers (pain, pancake, gâteau) nécessite la connaissance en amont de propriétés thermiques et hydriques. Pour ce type de milieu, ces propriétés restent généralement mal appréhendées. Dans cette communication, il est proposé d'étudier l'impact des propriétés physiques sur les champs de températures et d'humidités dans le cas d'une cuisson par contact direct et ce, à travers un modèle mathématique adimensionné. Après une brève analyse des résultats, une étude de sensibilité des paramètres adimensionnés est présentée afin de dégager des pistes sur la faisabilité de leur estimation.

## Nomenclature

$a_q$	diffusivité thermique, $m^2/s$	$q$	densité de flux de chaleur, $W/m^2$
$a_m$	diffusivité massique, $m^2/s$	$P$	Pression, Pa
$a_p$	diffusivité massique (filtration), $m^2/s$	$Pn$	nombre de Posnov
$Bi_q$	nombre de Biot thermique	$t$	temps, s
$Bi_m$	nombre de Biot massique	$T$	température, K
$Bu$	nombre de Bulygin	$U$	teneur en eau, kg/kg
$c_q$	chaleur massique à pression constante, $J/(kg.K)$	<i>Symboles grecs</i>	
$h$	hauteur, m	$\delta_T$	coefficient de thermo-migration, $1/K$
$h_q$	coefficient de transfert thermique, $W/(m^2.K)$	$\epsilon$	critère de changement d'état
$h_m$	coefficient de transfert massique, $m/s$	$\varphi$	densité de flux de chaleur imposée, $W/m^2$
$I_v$	taux de changement de phase, $kg/(m^3.s)$	$\rho$	masse volumique, $kg/m^3$
$Ja$	nombre de Jacob	$\theta$	variable adimensionnée
$k_q$	conductivité thermique, $W/(m.K)$	<i>Indices et exposants</i>	
$Ko$	nombre de Kossovitch	$a$	air
$Lu$	nombre de Luikov	$l$	liquide
$Lu_p$	nombre de Luikov (filtration)	$m$	massique
$L_v$	chaleur latente, $J/kg$	$0$	initial
$n$	densité de flux de matière, $kg/(m^2.s)$	$q$	thermique
		$v$	vapeur

## 1. Introduction

L'industrie agroalimentaire française est le troisième secteur de consommation d'énergie de l'industrie nationale (approx. 15 % de la consommation finale [1]). Dans ce secteur, la fabrication de pain, de pâtisseries fraîches et de gâteaux représente environ 200 000 tep en France. Ces consommations importantes (principalement l'électricité et le gaz naturel) s'expliquent par l'activité de cette branche industrielle qui nécessite des besoins significatifs de refroidissement et de chaleur. Les besoins en chaleur sont particulièrement liés à la cuisson des produits céréaliers. A cette étape, des améliorations en matière d'efficacité énergétique sont clairement nécessaires et nécessitent en amont une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu au

sein des produits.

Dans cette optique, de nombreux travaux scientifiques se sont intéressés à la cuisson de produits céréaliers (pain, gâteaux) [2–6] pour améliorer nos connaissances sur ces milieux complexes sièges de transferts de masse et de chaleur, de réactions physico-chimiques (production de dioxyde de carbone, gélatinisation de l’amidon, coagulation des protéines, réaction de Maillard) et de contraintes mécaniques responsables de la déformation. Ces phénomènes physiques apparaissent simultanément ce qui rend difficile l’interprétation expérimentale des contributions de chaque phénomène et leur impact sur le produit fini (expansion de la pâte, texture de la mie [7], coloration [8] ...). Ainsi, de plus en plus d’approches numériques basées sur les lois de conservation appliquées à un milieu poreux multi-espèces ont été entreprises afin de prédire avec succès les comportements thermiques, hydriques et mécaniques et de définir plus précisément les interactions entre les phénomènes de transport et les changements de structure [9–11]. Ces modèles numériques qui sont de plus en plus élaborés nécessitent néanmoins la connaissance, en amont, de nombreuses propriétés thermiques (conductivité thermique, chaleur massique), hydriques (coefficients de transport hydriques, perméabilités), de structures qui sont notamment dépendantes des températures, des teneurs en eau, des porosités du milieu. Or, ces propriétés restent globalement mal appréhendées et sont difficilement mesurables.

Cette communication porte sur la mise en œuvre d’un modèle mathématique adimensionné permettant de prédire les phénomènes de transferts de chaleur et de masse lors de la cuisson de produits céréaliers indéformables par contact sur une paroi chaude (chauffage par contact direct). Le but de cette étude est de fournir un outil numérique efficace permettant de quantifier l’impact des propriétés, à travers des nombres adimensionnés (Biot, Fourier, Kossovitch, Luitkov...), sur les champs de températures et de teneurs en eau. Les premiers résultats numériques sont tout d’abord analysés en considérant les propriétés thermophysiques constantes. Puis, une étude de sensibilité des nombres adimensionnés sur les températures et les teneurs en eau est menée afin de déterminer l’influence de ces nombres et donc des propriétés physiques sur les réponses du produit.

## 2. Modélisation des transferts de masse et de chaleur au sein d’un produit céréalier

### 2.1. Phénomènes physiques mis en jeu

La cuisson d’un produit céréalier sous forme d’un film mince (crêpe, pancake) via un chauffage par contact direct est étudiée ici. Il s’agit d’une configuration où la pâte est soudainement versée sur un plan chaud (figure 1). Le problème est unidimensionnel selon l’épaisseur du pro-

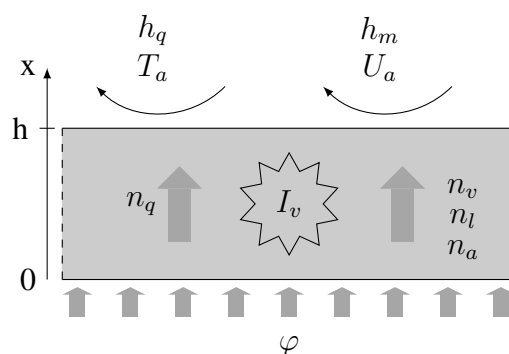


Figure 1 : Phénomènes physiques mis en jeu



duit. A l'interface produit - air environnant ( $x = h$ ), les échanges de chaleur sont principalement de type convectif et radiatif. Le transport de la chaleur au sein de la matière est uniquement de type diffusif. Ce milieu est considéré comme un milieu poreux indéformable constitué de quatre espèces réparties en trois phases : matière solide, eau liquide, vapeur d'eau et air. Initialement, les bulles d'air sont supposées être incorporées et dispersées dans la pâte pendant l'étape de mélange. L'élévation de température de la pâte induite par conduction thermique directe provoque l'évaporation de l'eau à l'interface entre la pâte et les bulles. En raison de cette génération de vapeur et de l'augmentation de la température, la pression du gaz à l'intérieur des bulles (supposées connectées entre elles) augmente. Le transport du gaz (air et vapeur) et de l'eau liquide est ainsi induit par la diffusion des espèces et les gradients de pression.

Dans l'approche retenue, l'air et la vapeur sont supposés être des gaz parfaits et constituent la phase gazeuse. L'équilibre thermodynamique local est supposé, ce qui implique que la température des différentes espèces est identique pour une position et un temps fixés.

## 2.2. Équations de conservation

Les équations générales pour le transport polyphasique dans un milieu poreux sont développées sur la base de la conservation de la masse des espèces présentes (respectivement l'eau liquide, la vapeur d'eau et l'air) et de la conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{n}_l - I_v \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{n}_v + I_v \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{n}_a \quad (3)$$

$$\rho c_q \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{n}_v c_v + \vec{n}_l c_l + \vec{n}_a c_a) \nabla T = -\nabla \cdot \vec{q} - I_v L_v \quad (4)$$

Dans la configuration étudiée, les conditions aux limites appliquées sont les suivantes :

En  $x = 0$  :

En  $x = h$  :

$$n_l = 0; n_v = 0; n_a = 0 \quad (5) \quad n_l + n_v = h_m (\rho_{v_{x=h}} - \rho_{v_a}) \quad (7)$$

$$q = \varphi \quad (6) \quad q = h_q (T_a - T_{x=h}) + h_m (\rho_{v_{x=h}} - \rho_{v_a}) L_v \quad (8)$$

Le milieu est initialement à une température homogène  $T_0$  et est homogène en teneur en eau  $U_0$ .

## 2.3. Modèle adimensionné

Dans cette partie, les propriétés thermophysiques du milieu sont supposées constantes. Les équations de conservations précédemment introduites sont réécrites selon la formulation adimensionnée de Luikov [12, 13].

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t^+} = K_{11}^* \nabla^2 \theta_1 + K_{12}^* \nabla^2 \theta_2 + K_{13}^* \nabla^2 \theta_3 + K_{14}^* \nabla \theta_3 \nabla \theta_2 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial t^+} = K_{21}^* \nabla^2 \theta_1 + K_{22}^* \nabla^2 \theta_2 + K_{23}^* \nabla^2 \theta_3 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \theta_3}{\partial t^+} = K_{31}^* \nabla^2 \theta_1 + K_{32}^* \nabla^2 \theta_2 + K_{33}^* \nabla^2 \theta_3 \quad (11)$$

Où,

$$\begin{aligned}
 K_{11}^* &= 1 + \varepsilon K_o P_n L_u & K_{12}^* &= \varepsilon K_o L_u & K_{13}^* &= \varepsilon L_u P B_u & K_{14}^* &= L_u P B_u J_a \\
 K_{21}^* &= -L_u P_n & K_{22}^* &= L_u & K_{23}^* &= -L_u P \frac{B_u}{K_o} \\
 K_{31}^* &= -\varepsilon L_u \frac{P_n K_o}{B_u} & K_{32}^* &= -\varepsilon L_u \frac{K_o}{B_u} & K_{33}^* &= L_u P (1 - \varepsilon)
 \end{aligned}$$

Avec en  $x = 0$  :

$$-\frac{\partial \theta_1}{\partial X} = Q \quad (12)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial X} - P_n \frac{\partial \theta_1}{\partial X} - \frac{L_u P B_u}{L_u K_o} \frac{\partial \theta_3}{\partial X} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \theta_3}{\partial X} = 0 \quad (14)$$

Et pour  $x = h$  :

$$-\frac{\partial \theta_1}{\partial X} = Bi[\theta_1 - 1] + (1 - \varepsilon) L_u K_o Bi_m [1 - \theta_2] \quad (15)$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial X} - P_n \frac{\partial \theta_1}{\partial X} - \frac{L_u P B_u}{L_u K_o} \frac{\partial \theta_3}{\partial X} = Bi_m [1 - \theta_2] \quad (16)$$

$$\theta_3 = 0 \quad (17)$$

Les grandeurs sans dimensions issues des équations, sont définies comme suit [12, 13] :

$$\begin{aligned}
 \theta_1 &= \frac{T(x, t) - T_0}{T_a - T_0} & \theta_2 &= \frac{U_0 - U(x, t)}{U_0 - U^*} & \theta_3 &= \frac{P(x, t) - P_0}{P_0} \\
 t^+ &= \frac{t a_q}{h^2} & X &= \frac{x}{h} & Q &= \frac{\varphi h}{k_q (T_a - T_0)} \\
 L_u &= \frac{a_m}{a_q} & P_n &= \delta_T \frac{(T_a - T_0)}{(U_0 - U^*)} & K_o &= \frac{L_v (U_0 - U^*)}{c_q (T_a - T_0)} \\
 L_u P &= \frac{a_p}{a_q} & B_u &= \frac{L_v c_a P_0}{c_q (T_a - T_0)} & J_a &= \frac{c_{pq}}{L_v} (T_a - T_0) \\
 Bi &= \frac{h_q h}{k_q} & Bi_m &= \frac{h_m h}{a_m} & a_p &= \frac{k_p}{c_p \rho_0}
 \end{aligned}$$

Dans cette formulation, le taux de changement de phase  $I_v$  apparaissant dans les équations 1 et 2 est exprimé en fonction du critère de changement d'état  $\epsilon$  [12] :

$$I_v = \epsilon \frac{\partial \rho_l}{\partial t} \quad (18)$$

La résolution du problème posée se fait par différences finies utilisant un schéma implicite pur en temps avec itération à chaque pas de temps. Les dérivées spatiales sont approximées par des différences finies centrées. La géométrie est discrétisée spatialement avec 50 nœuds. Le modèle est ensuite employé pour quantifier l'impact des paramètres adimensionnés (soit  $L_u$ ,  $P_n$ ,  $K_o$ ,  $L_u P$ ,  $B_u$ ,  $J_a$ ,  $Bi$ ,  $Bi_m$ ) sur les réponses en température et en humidité. L'observation est portée sur une température à cœur ( $x = 2$  mm) et sur le teneur en eau moyenne. Les sensibilités par rapport aux différents paramètres  $P_i$  sont alors définies comme suit :

$$\frac{\partial \theta_j}{\partial P_i} = \frac{\theta_j(P_1, P_2, \dots, P_i + \Delta P_i, \dots, P_n) - \theta_j(P_1, P_2, \dots, P_i - \Delta P_i, \dots, P_n)}{2 \Delta P_i} \quad (19)$$

Avec  $j = 1, 2$  pour respectivement la température à cœur et la teneur en eau moyenne.

### 3. Résultats et discussion

#### 3.1. Simulation de référence

Une simulation est réalisée dans une configuration test. Les propriétés thermophysiques ainsi que les conditions de simulation utilisées pour cette configuration sont données dans le tableau 1. La densité de flux de chaleur appliquée à l'interface sole chauffante - produit est également tracée sur la figure 2 (a). Cette densité de flux suit une loi exponentielle décroissante représentative d'observations expérimentales [14, 15].

Propriétés	Valeur	Propriétés	Valeur	Propriétés	Valeur
$h$ (mm)	8	$t_{fin}$ (min)	20		
Conditions initiales					
$U_0$ (kg/kg)	1.6	$T_0$ (°C)	20	$P_0$ (Pa)	101325
Propriétés thermophysiques					
$k_q$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	0.55	$c_q$ (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	3000	$\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	700
$L_v$ (kJ.kg <sup>-1</sup> )	2300	$\epsilon$	0.3	$a_m$ (m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$1.2 \times 10^{-9}$
$a_p$ (m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	$2.3 \times 10^{-7}$	$\delta_T$ (K <sup>-1</sup> )	0.1		
Conditions aux limites					
$U_a$ (kg/kg)	$3 \times 10^{-3}$	$T_a$ (°C)	25	$\varphi$ (W.m <sup>-2</sup> )	cf. figure 2
$h_q$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )	10	$h_m$ (m.s <sup>-1</sup> )	$2.5 \times 10^{-6}$		

Tableau 1 : Données d'entrées du modèle

Les évolutions de températures, de teneurs en eau ainsi que des surpressions simulées par le modèle pour différents points du milieu sont présentées sur les figures 2 (a), (b) et (c). Au contact de la sole chauffante ( $x = 0$  mm), la température de la pâte croît rapidement entraînant un changement de phase (liquide - vapeur) important. La vapeur d'eau générée et cette augmentation brusque de la température provoquent un accroissement de la pression du gaz. Sous l'effet des gradients de température et de pression, l'eau migre vers le cœur du milieu. La teneur en eau au fond diminue alors fortement tandis que celle-ci augmente à cœur pendant les dix premières minutes avant de diminuer progressivement par diffusion et filtration vers la surface du produit. A l'interface produit-air ( $x = 8$  mm), la teneur en eau du produit décroît également rapidement sous l'effet des différences d'humidité entre le produit et l'air environnant. Cette évaporation de surface entraîne une chute de la température dans les premiers instants de la cuisson. La température de surface simulée atteint alors brièvement 0°C. Ce niveau de température montre que l'évaporation de surface est certainement surestimée par rapport à la réalité. Néanmoins, le comportement thermo-hydrique du milieu est globalement bien représenté et est conforme aux constatations expérimentales et numériques obtenues par différents auteurs [10, 16].

#### 3.2. Impact des nombres adimensionnés sur la réponse thermique et hydrique

Une étude de sensibilité des paramètres adimensionnés ( $Lu$ ,  $Pn$ ,  $Ko$ ,  $Lu_p$ ,  $Bu$ ,  $Ja$ ,  $Bi$ ,  $Bi_m$ ) est réalisée à partir de ce modèle numérique. Pour cette étude, une variation de  $\pm 1\%$  de la valeur du paramètre est appliquée. La figure 3 est obtenue à partir d'un point de température placé à  $x = 2$  mm. Il est à noter que la température du milieu est globalement sensible aux valeurs des nombres de  $Ko$ ,  $Lu$ ,  $Pn$ ,  $Bi_m$  et  $Bi$  mais reste peu influencée par les nombres  $Lu_p$ ,  $Bu$  et  $Ja$ . Dans une moindre mesure, la teneur en eau moyenne du produit (figure 4) est également impactée par une variation de ces mêmes nombres. Le nombre de Luikov  $Lu$ , qui traduit le rapport de la diffusivité massique sur la diffusivité thermique du milieu, impacte logiquement les champs de températures (effet de la diffusivité thermique) et les champs de teneurs en eau (effet de la diffusivité massique). De même, le nombre de Posnov  $Pn$ , qui traduit la part du transfert d'humidité

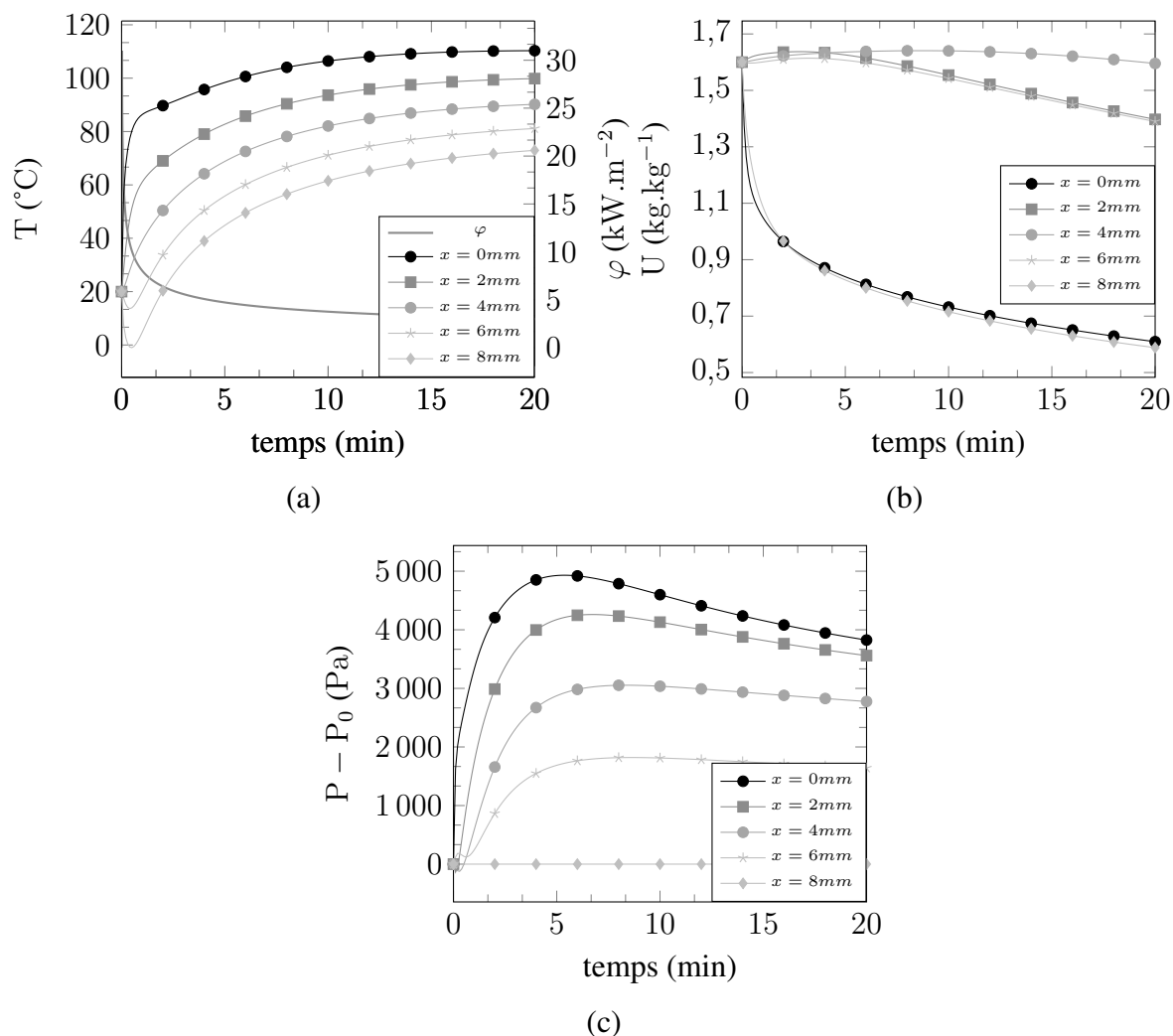


Figure 2 : Évolutions des températures (a), des teneurs en eau (b) et des pressions (c) pour la configuration test

lié à la thermo-migration vis à vis du transfert d'humidité lié aux gradients de teneurs en eau, reste influant. Ceci confirme que les phénomènes de thermo-migration jouent un rôle important sur les transferts de masse et chaleur sur ce type d'application. Le nombre de Kossovitch  $Ko$ , rapport de l'énergie latente sur l'énergie sensible, influence raisonnablement les températures du milieu. L'impact des échanges de masse et de chaleur avec l'ambiance est traduit par les nombres de Biot  $Bi_m$  et  $Bi$ . A contrario, la diffusion massique liée aux gradients de pression semble être peu influente, faible impact du nombre de  $Lu_p$ . Le faible impact des nombres de Jakob  $Ja$  et de Bulygin  $Bu$  sur les températures et la teneur en eau moyenne montre que les échanges de masse et de chaleur restent peu intenses (pas de phénomène d'ébullition). Dans le cadre d'une estimation de ces nombres par technique inverse, la sensibilité des températures et de la teneur en eau moyenne vis à vis des nombres  $Ja$ ,  $Bu$  et  $Lu_p$  est trop limitée pour pouvoir envisager une estimation précise avec les sollicitations thermiques et hydriques imposées ici.

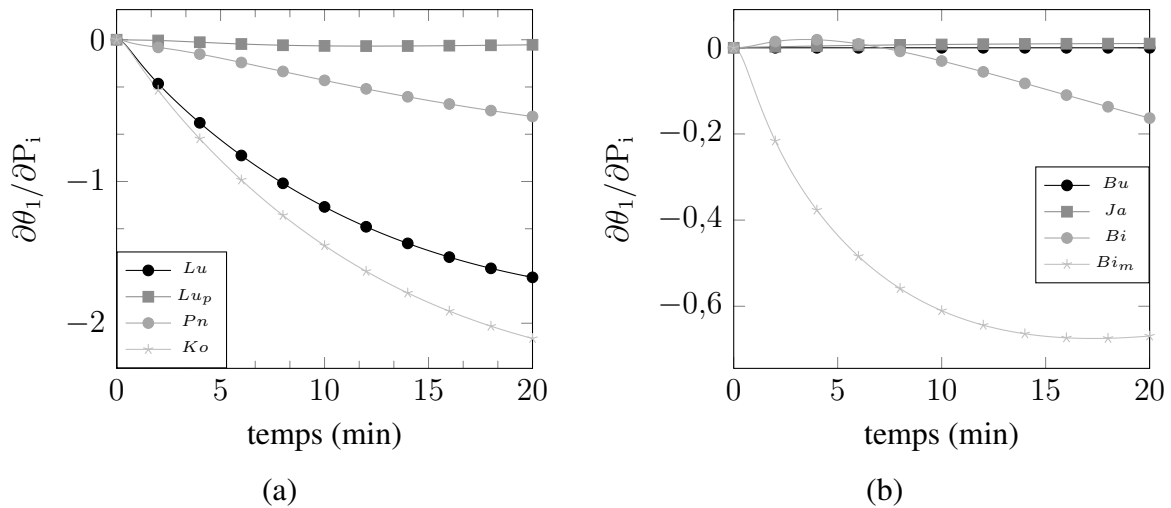


Figure 3 : Sensibilités des températures en  $x = 2$  mm pour les paramètres  $Lu$ ,  $Lu_p$ ,  $Pn$ ,  $Ko$  (a) et  $Bu$ ,  $Ja$ ,  $Bi$ ,  $Bi_m$  (b)

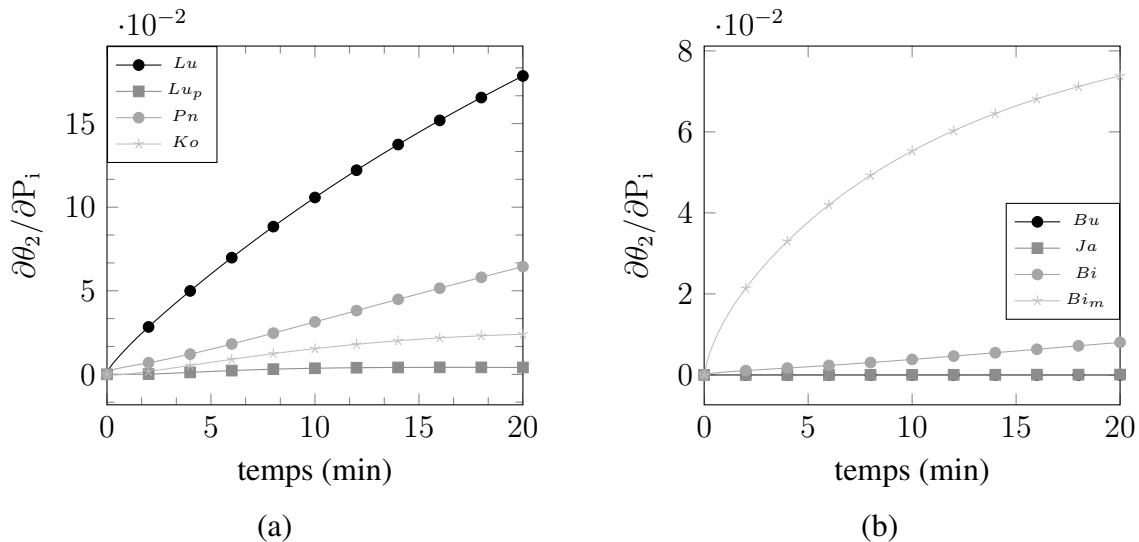


Figure 4 : Sensibilités de la teneur en eau moyenne pour les paramètres  $Lu$ ,  $Lu_p$ ,  $Pn$ ,  $Ko$  (a) et  $Bu$ ,  $Ja$ ,  $Bi$ ,  $Bi_m$  (b)

## 4. Conclusion

Un modèle numérique adimensionné basé sur une formulation de Luikov a été exploité afin de quantifier l'impact des propriétés thermiques et hydriques sur les réponses en température et en humidité d'un produit céréalier cuit via un chauffage par contact direct. Une simulation menée sur un cas test montre que ce modèle, bien que considérant des propriétés constantes, permet de prédire correctement le comportement thermique et hydrique du milieu. La décroissance rapide de l'humidité à proximité de la sole chauffante due à la thermo-migration et l'augmentation de teneur en eau à coeur du produit sont ainsi bien représentées par le modèle. Les résultats sont conformes aux observations référencées [10, 16]. L'analyse des sensibilités a montré que les réponses en température et en humidité du modèle étaient impactées en premier lieu par les diffusivités thermique et massique du milieu et par le coefficient de thermo-migration. Dans la

suite de ce travail, une méthodologie s'appuyant sur l'emploi de techniques inverses sera entreprise pour identifier précisément ces propriétés supposées constantes dans un premier temps puis dépendantes de la température et/ou de l'humidité. Un travail de recherche sur le type et le nombre minimal de capteurs à installer et la ou les meilleures sollicitations thermique et hydrique à appliquer sera mené afin de rendre possible l'estimation d'un maximum de paramètres.

## Références

- [1] INSEE, Enquêtes annuelles sur les consommations d'énergie dans l'industrie 2015, consultée le 28/03/2018 [<http://www.insee.fr>].
- [2] A. Mondal, A. K. Datta, Bread baking – A review, *Journal of Food Engineering*, 86 (2008) 465–474.
- [3] J. Zhang, A. K. Datta, Mathematical modeling of bread baking process, *Journal of Food Engineering*, 75 (2006) 78–89.
- [4] S. S. Sablani, M. Marcotte, O. D. Baik, F. Castaigne, Modeling of Simultaneous Heat and Water Transport in the Baking Process, *LWT - Food Science and Technology*, 31 (1998) 201–209.
- [5] B. Zanoni, C. Peri, S. Pierucci, A study of the bread baking process. I : A phenomenological model, *Journal of Food Engineering*, 19 (1993) 389–398.
- [6] B. Zanoni, S. Pierucci, C. Peri, Study of the bread baking process. II. Mathematical modelling, *Journal of Food Engineering*, 23 (1994) 321–336.
- [7] F. M. Vanin, T. Lucas, G. Trystram, Crust formation and its role during bread baking, *Trends in Food Science & Technology*, 20 (2009) 333–343.
- [8] E. Purlis, V. O. Salvadori, Modelling the browning of bread during baking, *Food Research International*, 42-7 (2009) 865-870.
- [9] J. Zhang, A. K. Datta, S. Mukherjee, Transport processes and large deformation during baking of bread. *AIChE J.*, 51 (2005) 2569–2580.
- [10] V. Nicolas, P. Glouannec, J.-P. Ploteau, P. Salagnac, V. Jury, Experiment and multiphysic simulation of dough baking by convection, infrared radiation and direct conduction, *International Journal of Thermal Sciences*, 115 (2017) 65-78.
- [11] F. Sanz-Serrano, C. Sagues, A.H. Feyissa, J. Adler-Nissen, S. Llorente, Modeling of pancake frying with non-uniform heating source applied to domestic cookers, *Journal of Food Engineering*, 195 (2017) 114-127.
- [12] A.V. Luikov, Heat and Mass Transfer in Capillary-Porous Bodies, *Advances in Heat Transfer*, 1 (1964) 123-184.
- [13] A.V. Luikov, Systems of differential equations of heat and mass transfer in capillary-porous bodies (review), *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 (1975) 1-14.
- [14] J. Housova, P. Toponka, Heat transfer during contact cooking of minced meat patties, *Journal of Food Engineering*, 4-3 (1985) 169-188.
- [15] Z. Pan, R.P. Singh, Heating Surface Temperature and Contact-Heat Transfer Coefficient of A Clam-Shell Grill, *LWT - Food Science and Technology*, 35-4 (2002) 348-354.
- [16] J. Cernela, B. Heyd, S. Keller, J.L. Bailleul, M.N. Maillard, C. Bonazzi, B. Broyart, Experimental study of heat and mass transfer phenomena during the contact heating of solid food models, *Journal of Food Engineering*, 146 (2015) 99-106.

## Thème 12

# Contrôle et intensification des transferts

### Contents

---

CFD study of the convective heat transfer in a swirling flow for several flow regimes . . . . .	648
Optimisation de forme multiobjectif d'un échangeur à plaque : approche multiéchelle . . . . .	656
Simulation numérique du transfert convectif dans un écoulement viscoélastique . . . . .	664
Modification d'un écoulement de convection naturelle par perturbation thermique localisée – une étude numérique . . . . .	672
Faisabilité d'intégration de caloducs afin d'homogénéiser les températures de pièces surfa- ciques d'aéronef . . . . .	680
Étude d'une loi de commande optimale pour le contrôle en température d'une structure de route solaire hybride . . . . .	688
Étude de l'ablation d'une surface solide par un jet chaud . . . . .	696
Caractérisation expérimentale de la dynamique d'un jet pulsé de type DCJ couplé aux échanges thermiques : intensification des transferts de chaleur par convection . . . . .	704
Étude du comportement d'un évaporateur adiabatique à films tombants entre grilles . . . . .	712
Évaporateur à alimentation hybride pour boucle de refroidissement fluide . . . . .	720
Étude du comportement d'un désorbeur à plaques compact . . . . .	728

---

# CFD study of the convective heat transfer in a swirling flow for several flow regimes

Bruce INDURAIN<sup>1</sup>, François BEAUBERT<sup>1</sup>, Sylvain LALOT<sup>1</sup>, David UYSTEPRUYST<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatique Industrielles et Humaines

Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis UMR CNRS 8201, 59300 Valenciennes

\*(corresponding author: bruce.indurainyurricelqui@etu.univ-valenciennes.fr)

**Abstract** - The focus of this work is to study the influence of a swirl device on the pressure loss and the convective heat transfer of flow in pipe. The numerical model is set with the open source CFD software OpenFOAM. The main purposes are the study of the flow topology after the swirler and the evaluation of the swirl decay. The influence of the swirler on the pressure loss and the convective heat transfer is also analyzed. Different flow regimes are considered and the corresponding Reynolds number is ranging from 500 to 200 000. A reference simulation without the swirl device is also done in order to define a performance evaluation criterion which is based on the heat transfer enhancement and the pressure loss due to the swirl flow.

## Nomenclature

$A$	pipe cross-section, m <sup>2</sup>	$U$	mean velocity, m/s
$c_p$	specific heat, J/kgK	$z$	axial position, m
$D$	diameter of the pipe, m	<i>Greek symbols</i>	
$f$	friction factor	$\varepsilon$	turbulent dissipation rate, J/kg.s
$h$	heat transfer coefficient, W/m <sup>2</sup> K	$\eta$	performance evaluation criterion
$k$	turbulent kinetic energy, J/kg	$\theta$	angular position, deg
$L$	length of the pipe, m	$\lambda$	thermal conductivity, W/mK
$\dot{m}$	mass flow rate, kg/s	$\rho$	fluid density, kg/m <sup>3</sup>
$Nu$	Nusselt number	<i>Subscript</i>	
$p$	pressure, Pa	0	bulk
$r$	radial position, m	$s$	swirl
$R$	radius of the pipe, m	$\theta$	tangential
$S$	swirl number	$w$	wall
$T$	temperature, K	$z$	axial
$u$	velocity component, m/s		

## 1 Introduction

Tubular heat exchangers are widely used in many industrial applications and have several shapes and operating conditions. In any cases, it is essential to understand heat transfer mechanism of the flowing fluid in order to achieve the highest efficiency. A better utilization of heat exchangers also leads to substantial economy of energy [1]. This understanding enables developpement of technologies which improve heat transfer between the flowing fluid and the wall of the tube.

Passive techniques such as swirl flow generators are of general interest to enhance the heat



transfer rate [2]. A swirling flow is mainly composed by two velocity components, an axial and a tangential velocity. The later foster the heat and mass exchange between the flow and the pipe wall but at the expense of pressure loss. Depending on the swirler, the intensity of the swirling flow could be constant or decaying along the pipe length.

In this study, the performance of a swirling decaying flow generated by a new swirler on heat transfer and pressure loss is done using a CFD open source software OpenFOAM. The swirler device has been designed by Beaubert et al.[3]. Laminar and turbulent flow regimes are investigated and correspond to a Reynolds number ranging from 500 to 200000. To assess the performance of the swirl device a reference case is considered which is simply a bare tube. These later data are also confronted with empirical correlations.

## 2 Swirl flow in a pipe

Typically, swirling flow induces intense secondary flows and thinning of the internal thermal boundary layer yielding to higher heat transfer rate [2] but also to higher wall shear stress and therefore to higher pressure drop. Thus, it is a challenge to produce a swirling flow with high heat transfer enhancement and low-pressure loss.

The global heat transfer could be quantified by the Nusselt number which represents the ratio of heat transferred by convection to the heat transferred by conduction:

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} \quad (1)$$

where  $h$  is the global heat transfer coefficient ( $W/m^2K$ ),  $D$  the diameter of the pipe ( $m$ ) and  $\lambda$  the thermal conductivity of the fluid ( $W/mK$ ).

To quantify the pressure loss caused by the swirling flow, the Darcy-Weisbach friction factor coefficient  $f$  is calculated with [5]:

$$f = 2 \frac{\frac{dp}{dz} D}{\rho U_0^2} \quad (2)$$

where  $\frac{dp}{dz}$  is the axial pressure gradient ( $Pa/m$ ),  $\rho$  the fluid density ( $kg/m^3$ ) and  $U_0$  the bulk velocity ( $m/s$ ).

In the literature, there are many passive technologies which enable the generation of swirling flows in pipes, these devices are often called swirlers. However, each swirler generates its own swirling flow and therefore they all have different performances. Jafari et al.[2] studied a four-lobe swirl generator which is a twisted tube with four-lobe cross section. The generated swirling flow enables a significant increase in heat transfer compared to a bare tube. The heat transfer enhancement compared to a bare tube is  $\frac{Nu_{4-lobes}}{Nu} = 1.85$  yet it is at the cost of a raise in pressure loss with  $\frac{f_{4-lobes}}{f} = 1.46$  both obtained at a Reynolds number of 30000.

This technology induces a swirling flow whose intensity decreases along the pipe length thus it boosts the convective heat transfer at limited pressure loss. A new swirler design developed by Beaubert et al. [3] is investigated in this study. This swirler can generates such a swirling decaying flow. The considered geometry as it can be seen in figure 1 is a pipe of diameter  $D = 0.4m$  and length  $L = 30D$ . The axis of the pipe is the  $z$ -axis and the *inlet* and *outlet* of

the pipe are placed at  $z = 5D$  and  $z = -25D$  respectively. . The swirler designed by Beaubert et al. [3] is placed within the pipe and has the same diameter as the tube. The swirler has 8 blades which are fixed to the wall of the pipe and their ends are not connected in order to reduce the singular pressure loss of the swirler. The *inlet* of the swirler is placed at  $z = 0.5625D$  and the *outlet* at  $z = 0D$ . Therefore, the swirling flow occurs on a distance  $L_s = 25D$ . To asses the performances of the swirling flow, another geometry is considered and it is a bare tube which is almost the same as the pipe with the swirler except that its length is  $L = 60D$ , in order to have a dynamically developed flow. One of the goals of this study is to determine the thermal performance of this flow as well as its pressure loss penalty. To that end, the swirling flow is studied numerically using the open source CFD software OpenFOAM.

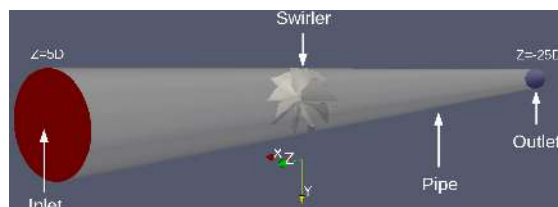


Figure 1: *Sketch of the pipe and the swirler*

### 3 Set up of the numerical simulation

In order to simulate the flow in pipe with the swirler, the open source CFD software OpenFOAM was chosen. OpenFOAM is an open source object-oriented numerical simulation toolkit developed in C++ and released under GPL license by the OpenFOAM®Foundation [4]. The geometry is imported in OpenFOAM as a STL file and is then meshed with the mesh utilities of OpenFOAM: `blockMesh` and `snappyHexMesh`. Details of the mesh can be seen in table 1 and in figure 2.

	Number of cells	Base cell size (m)	Minimum cell size (m)	Number of layers	Mean $Y^+$
Bare tube	3544080	0.02	0.01	7	2.26
Tube with swirler	5548972	0.03	$4.3 * 10^{-3}$	10	7.32

Table 1: *Details of the mesh for each geometry*

After the meshing process, the physical properties of the fluid and the physical conditions of the flow are set. In this study, the laminar and turbulent steady and incompressible flow of air with heat transfer is considered. A constant velocity  $U_0$  is applied at the inlet of the pipe and the thermal boundary conditions for the fluid at the inlet and the pipe's wall are  $T_0 = 300K$  and the  $T_w = 323K$  respectively. The chosen turbulence model is the first order two-equations  $k - \epsilon$  Realizable model.

The different components of the continuity, momentum and energy equations and the equations related to the turbulent kinetic energy  $k$  and the turbulent dissipation rate  $\epsilon$  are discretized with a second order bounded linear UPWIND scheme. The SIMPLE algorithm of velocity-pressure coupling is chosen. Finally the residuals are considered to have converged when they reached a value below  $10^{-4}$ . The solver used to simulate the swirling flow within the

pipe is one of the OpenFOAM solver for steady and incompressible flow with heat transfer: buoyantBoussinesqSimpleFoam.

## 4 Results and discussion

### 4.1 The tangential velocity and the swirl decay

The swirling flow generated by the swirler can be seen in figure 3.

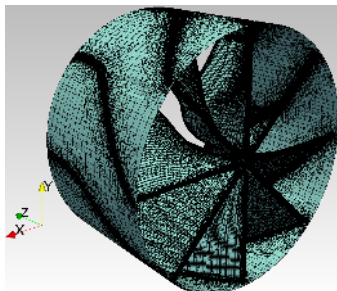


Figure 2: Mesh of the swirler in a section of the tube

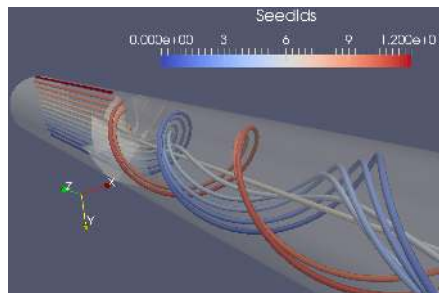


Figure 3: Streamlines of the swirling flow tube

The behavior of the swirling flow is well depicted by the distribution of the tangential velocity along the pipe's radius. For a Reynolds number of 100000, the tangential velocity  $u_\theta$  is plotted against the pipe radius  $r$  at different axial positions after the swirler as it can be seen in figure 4. The tangential velocity is zero at the pipe's axis and then increases greatly along the pipe's radius until it reaches a maximum and finally sharply decreases until reaching zero at the wall of the pipe. The maximum of the tangential velocity moves closer to the pipe's axis as the swirling flow progress downstream the swirler from  $\frac{r}{R} = 0.83$  at  $\frac{z}{D} = 1$  to  $\frac{r}{R} = 0.72$  at  $\frac{z}{D} = 22$ . Furthermore, the tangential velocity gradient close to the pipe's wall decreases greatly between  $\frac{z}{D} = 1$  and  $\frac{z}{D} = 22$ . The decline of the tangential velocity magnitude along the pipe's length is linked to the balance between the axial flux of tangential velocity and the axial flux of axial velocity and could be quantified using the swirl number.

The swirl number  $S$  in a given pipe cross section  $A$  is usually defined by the ratio of the axial flux of tangential momentum to the axial flux of axial momentum [6]:

$$S = \frac{\int r u_\theta u_z dA}{R \int u_z u_z dA} \quad (3)$$

where  $r$  is the radial position ( $m$ ),  $\theta$  the angular position ( $deg$ ) and  $R$  the pipe radius ( $m$ ).

The swirl intensity at the exit of the swirler is  $S_0 = 0.44$ . It can be seen in figure 5 that the swirl intensity decreases downstream the swirler which means that the axial flux of tangential momentum is transferred to the axial flux of axial momentum. The decay of the swirl number shows that the mixing of the fluid is lowered but so is the intensity of the wall shear stress downstream the swirler.

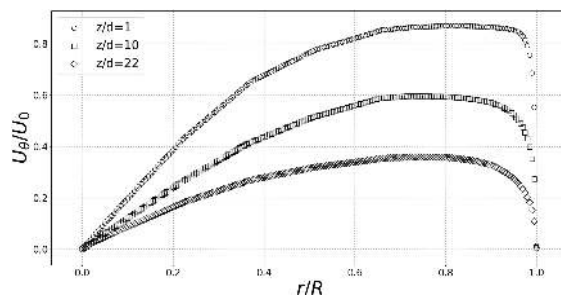


Figure 4: Tangential velocity distribution at  $Re = 100000$

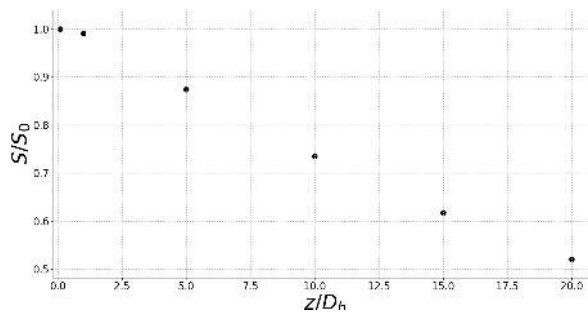


Figure 5: Evolution of  $\frac{S}{S_0}$  at  $Re = 100000$

## 4.2 Evolution of the performance of the swirling flow with the Reynolds number

### 4.2.1 The heat transfer enhancement ratio $\frac{Nu_s}{Nu}$

In order to calculate the amount of heat transferred by the swirling and non-swirling flow along the pipe, a thermal energy balance can be done between two cross-sections of the pipe leading to a reformulation of the Nusselt number in equation 1 as:

$$Nu = \frac{\dot{m}c_p(\bar{T}_2 - \bar{T}_1)}{\pi\lambda(z_2 - z_1)(T_w - T_b)} \quad (4)$$

where  $\dot{m}$  is the mass flow rate ( $kg/s$ ),  $c_p$  the specific heat of the fluid ( $J/kgK$ ),  $z_i$  the abscissa of the cross section ( $m$ ),  $T_w$  the temperature of the wall of the pipe ( $K$ ),  $T_b$  the bulk temperature ( $K$ ) and  $\bar{T}_i$  the mean temperature of the cross section of the pipe at the abscissa  $z_i$  ( $K$ ).

For the bare tube, the thermal energy balance is done between  $z_1 = 40D$  and  $z_2 = 50D$  when the flow is dynamically and thermally developed. For  $Re \leq 1000$ , the calculated  $Nu$  with the data of the simulation of the bare tube are compared to the results of the theoretical Nusselt number for a laminar flow which is  $Nu_{th} = 3.66$  [5]. The calculated Nusselt number with the data of the simulation using equation 4 leads to  $Nu = 3.46$ .

For the turbulent regime ( $Re \geq 10000$ ), the Dittus-Boelter correlation corrected by a factor which accounts for the relative short length of the tube ( $\frac{L}{D} < 60$ ) [7] is used:

$$Nu_{Correlation} = (0.027Re^{\frac{4}{5}}Pr^{\frac{2}{5}})(1 + 6\frac{D}{L}) \quad (5)$$

The different results can be seen in figure 6. In the laminar regime, the deviation between the simulation and the theory is only 5.4% and for  $Re$  from 10000 to 200000,  $Nu$  is in good agreement with the correlation and has a maximum deviation of 6%. Thus, the deviations are sufficiently low to consider this simulation validated for this criterion.

For the swirling flow, the thermal energy balance is done after the swirler between  $z_1 = 1D$  and  $z_2 = 20D$ .  $Nu$  is then compared to the Nusselt number of the swirling flow  $Nu_s$  to determine the heat transfer enhancement ratio  $\frac{Nu_s}{Nu}$  which can be seen in figure 7. As seen in the previous section, heat transfer enhancement is quite high for laminar flow at  $Re = 500$  and  $Re = 1000$  but the heat transfer enhancement ratio decreases greatly as the flow regime becomes turbulent.

However in the turbulent regime, as the Reynolds number increases the  $\frac{Nu_s}{Nu}$  slightly increases too and remains higher than 1. Therefore, the generated swirling flow is effective in enhancing the global heat transfer in the pipe. The maximum value attained is 1.70 for  $Re = 200\,000$ .

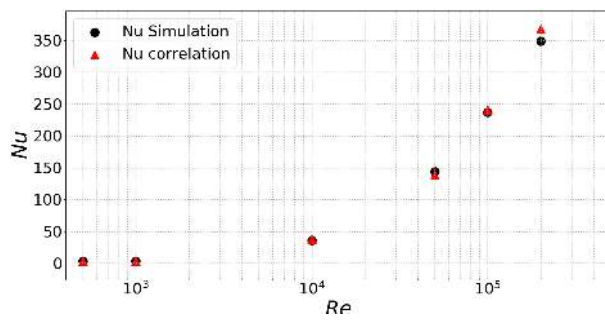


Figure 6: Evolution of  $Nu$  and  $Nu_{Correlation}$  with  $Re$

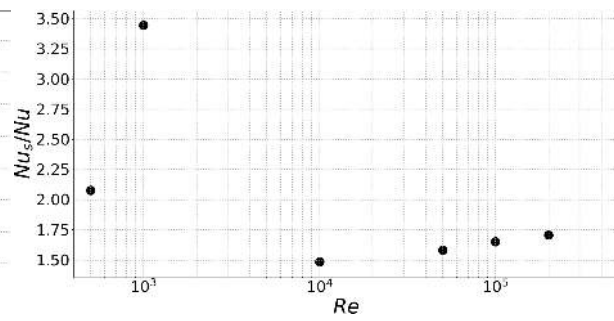


Figure 7: Evolution of  $\frac{Nu_s}{Nu}$  with  $Re$

#### 4.2.2 The pressure loss penalty ratio $\frac{f_s}{f}$

In the laminar flow regime the evaluation of the friction factor coefficient from the simulation for the bare tube  $f$  is compared to its theoretical value. For a fully developed laminar flow in a pipe, the theory gives  $f_{th}Re = 64$  [5]. With the data of the simulation for the bare tube, equation 2 gives  $fRe = 63.85$ .

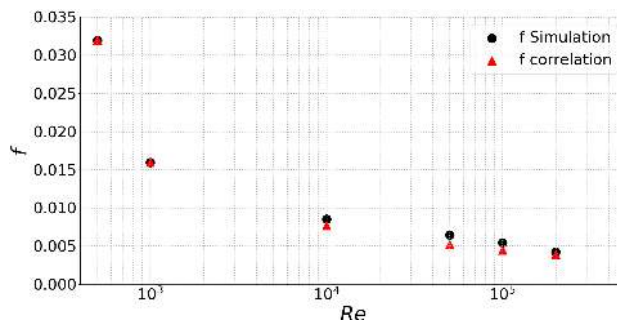
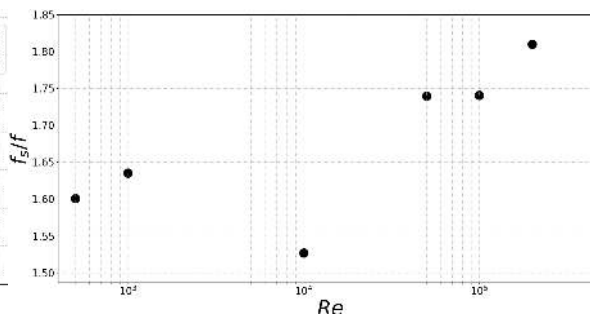
For the turbulent regime, the correlation of Vatankhah is used to estimate the friction factor [8] :

$$\frac{1}{\sqrt{f_{Correlation}}} = 0.8686 \ln \left( \frac{0.4599Re}{(G - 0.2753)^{\frac{G}{G+0.9541}}} \right) \quad (6)$$

where  $G$  is reduced to  $\ln(0.4599Re)$  when the surface roughness is not considered as it is the case here. The correlation is then valid for  $10^4 < Re < 10^8$ .

In the laminar flow regime the deviation with the theory is only 0.23%, but in the turbulent regime the maximum deviation is 24% and the average deviation is 17%. That means that the simulation tends to overpredict the pressure loss. The comparison of  $f$  and  $f_{correlation}$  can be seen in figure 8.

The pressure loss penalty ratio  $\frac{f_s}{f}$  is then evaluated and can be seen in figure 9. In the laminar regime, the pressure loss penalty is increased a little by the swirling flow but then drops when the flow is turbulent at  $Re = 10\,000$ . As the flow turbulence becomes greater,  $\frac{f_s}{f}$  increases sharply and reaches higher values than in the laminar flow. The produced swirling flow causes a high amount of increased pressure drop with a maximum value of 1.81 for  $Re = 200\,000$ .

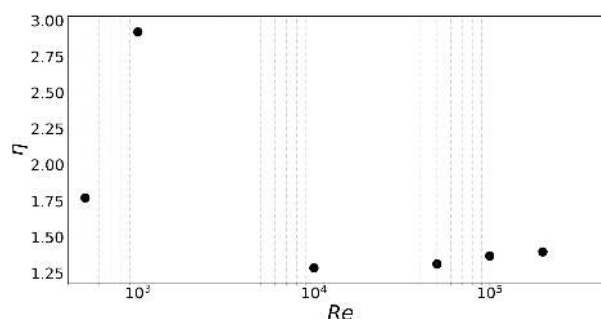

 Figure 8: Evolution of  $f_s$  and  $f_{correlation}$  with  $Re$ 

 Figure 9: Evolution of  $\frac{f_s}{f}$  with  $Re$ 

### 4.2.3 The Performance Evaluation Criterion $\eta$

The thermal performance evaluation criterion (PEC)  $\eta$  takes into account both the heat transfer enhancement ( $\frac{Nu_s}{Nu}$ ) and the pumping power ( $\frac{f_s}{f}$ ) and as  $D = D_s$  and  $Re = Re_s$  is defined by [9]:

$$\eta = \frac{Nu_s/Nu}{(f_s/f)^{\frac{1}{3}}} \quad (7)$$

The evolution of  $\eta$  with  $Re$  can be seen in figure 10. In the laminar regime, the PEC reaches high values but then decreases dramatically in the turbulent flow regime. The PEC is ranging from  $\eta = 1.29$  to  $\eta = 1.40$  for  $Re = 10000$  and  $Re = 200000$  respectively. Therefore, as the PEC is superior to 1 it can be concluded that the generated swirling flow is effective in enhancing the heat transfer and with a reasonable pressure loss increase.


 Figure 10: Evolution of  $\eta$  with  $Re$ 

## 5 Conclusion

The numerical study of the performances of a swirling flow generated by a new design of swirler on the heat transfer enhancement and the pressure loss has been done using the CFD software OpenFOAM. The tangential velocity distribution of the generated swirling flow is constantly evolving downstream the swirler and the intensity of the swirling flow, quantified by the swirl number  $S$ , decreases along the pipe length. The performances of the swirling

flow within the laminar regime are good. Regarding the turbulent regime, the results of the simulation of the flow within a bare tube have been compared to the correlations of Dittus-Boelter [7] and Vatankhah [8] and the deviations with the latest correlation are quite high. Other simulations are planned to improve the model and to reduce these discrepancies. With the current results it is shown that the performances of the swirling flow are less effective in the turbulent regime than in the laminar regime. Nevertheless, the new design of swirler which induces a specific swirling decaying flow seems promising. Further work is expected to test this device experimentally using a wind tunnel at the LAMIH. The obtained velocity field will then be compared to the data of the simulation.

## References

- [1] J. Padet, *Échangeurs Thermiques: Méthodes globales de calcul avec problèmes résolus*, seconde édition (2012).
- [2] M. Jafari, M. Farhadi and K. Sedighi, Thermal performance enhancement in a heat exchanging tube via a four-lobe swirl generator: An experimental and numerical approach, *Applied Thermal Engineering*, 124 (2017) 883-896.
- [3] F. Beaubert, H. Pålsson, S. Lalot, I. Choquet and H. Bauduin, Design of a device to induce swirling flow in pipes: A rational approach, *C. R. Mécanique*, 343 (2015) 1-12.
- [4] C. J. Greenshields, CFD direct Ltd, OpenFOAM User Guide version 4.0, ©2011-2016 OpenFOAM Foundation Ltd.
- [5] Y. A. Çengel, *Heat and Mass Transfer A Practical Approach*, McGraw-Hill 3rd edition (2006).
- [6] F. Beaubert, H. Pålsson, S. Lalot, I. Choquet and H. Bauduin, Fundamental mode of freely decaying laminar swirling flows, *Applied Mathematical Modelling*, 40 (2016) 6218-6233.
- [7] P. Marty, *Transferts thermique convectifs*, Université Joseph Fourier Grenoble, (2012).
- [8] A. R. Vatankhah, Comment on “Gene expression programming analysis of implicit Colebrook-White equation in turbulent flow friction factor calculation”, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 124 (2014) 402-405.
- [9] R. L. Webb and E. R. G. Eckert, Application of rough surfaces to heat exchanger design, *International Journal of Heat and Mass transfer*, 15 (1972) 1647-1658.

# Optimisation de forme multiobjectif d'un échangeur à plaques : approche multiéchelle

Franck MASTRIPPOLITO<sup>1,2\*</sup>, Stéphane AUBERT<sup>1</sup>, Frédéric DUCROS<sup>2</sup>, Martin FERRAND<sup>3</sup>, Jean-François FOURMIQUE<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Univ. Lyon, Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique UMR5509, Lyon, F-69134, France

<sup>2</sup>Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTBH, Laboratoire Échangeurs et Réacteurs, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup>MFEF, EDF R&D, 6 Quai Watier, 78400 Chatou, France

\*(auteur correspondant : franck.mastrippolito@cea.fr)

**Résumé** - Ce travail porte sur l'optimisation de l'efficacité et de la perte de charge totale d'un échangeur à plaques par variation de la forme d'une ailette. Une approche multiéchelle est proposée, liant une modélisation numérique de l'ailette à une méthode NUT. La méthode d'optimisation repose sur un algorithme génétique (*NSGA-II*) et un métamodèle (*krigeage*). Le métamodèle est construit itérativement à partir des maxima de variance et d'amélioration attendue. Une agrégation des résultats obtenus le long du front de Pareto met en évidence un nombre fini de formes optimales.

## Nomenclature

$C$	débit de capacité thermiques, $W.K^{-1}$	$T$	température, $K$
$C_f$	coefficient de perte de charge, [-]	$U_{deb}$	vitesse débitante, $m.s^{-1}$
$d(\mathbf{p})$	tendance déterministe (krigeage)	$W_E$	longueur de l'échangeur, $m$
$\mathcal{D}$	espace des paramètres	$Y$	réponse du métamodèle, $\subset \mathcal{F}$
$D_H$	diamètre hydraulique, $mm$	$Z$	processus gaussien (krigeage)
$e$	largeur en tête d'ailette, $mm$		
$E$	largeur en pied d'ailette, $mm$		
$\mathcal{F}$	espace des objectifs	<i>Lettres grecques</i>	
$h_{rib}$	hauteur d'ailette, $mm$	$\epsilon$	efficacité, [-]
$H$	hauteur du canal, $mm$	$\delta$	tolérance, %
$H_E$	hauteur de l'échangeur, $m$	$\Delta P$	pertes de charge, $kPa$
$K$	coeff. de transfert thermique, $K.m^2.W^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$L$	pas entre ailettes, $mm$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$L_E$	largeur de l'échangeur, $m$	$c_p$	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
$\dot{m}$	débit masse, $kg.s^{-1}$	$\mu$	viscosité dynamique, $Pa.s$
$N_{\square}$	nombre de $\square$	$\sigma$	variance de la réponse (krigeage)
$Nu$	nombre de Nusselt, [-]	$\theta$	angle de bord d'attaque, <i>degrés</i>
$NUT$	nombre d'unités de transfert, [-]		
$\mathbf{p}$	vecteur des paramètres, $\in \mathcal{D}$	<i>Indices</i>	
$P$	pression, $kPa$	<i>air</i>	fluide chaud
$Pr$	nombre de Prandtl, [-]	<i>eau</i>	fluide froid
$Q$	flux de chaleur, $W$	<i>in</i>	entrée
$Re_{D_H}$	nombre de Reynolds, [-]	<i>out</i>	sortie
$S_{tot}$	surface d'échange totale, $m^2$	<i>wall</i>	paroi
		<i>tot</i>	totale

## 1. Introduction

Les échangeurs de chaleur sont utilisés pour de nombreuses applications industrielles comme la production d'électricité ou la pétro-chimie, les transports ou le spatial. Des ailettes sont souvent utilisées pour en intensifier le transfert thermique [1, 2]. Leur présence crée des décollements



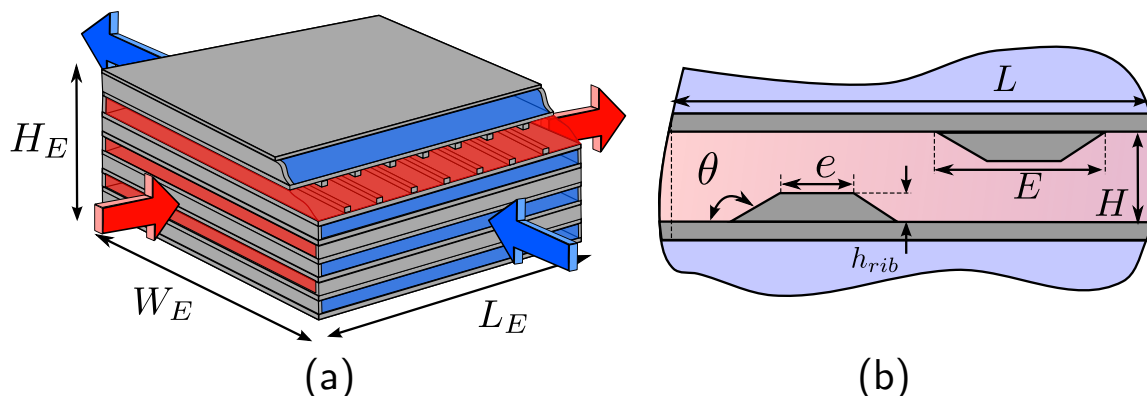


Figure 1 : Schéma de l'échangeur - (a) échangeur à plaques à courants croisés (b) motif périodique de l'ailette et ses dimensions.

et rattachements de couches limites propices au transfert thermique turbulent. Des études ont montré que leur forme influence le comportement thermo-hydraulique [2]. L'optimisation de forme pour les échangeurs connaît un essor depuis 20 ans. De nombreuses applications pratiques utilisant des méthodes globales basées sur des corrélations, associées à des algorithmes génétiques existent [3, 4]. D'autres optimisent un motif élémentaire en utilisant la mécanique des fluides numérique (CFD) associée à la métamodélisation [5, 6]. Très peu d'études s'intéressent cependant à une optimisation avec un modèle multiéchelle [7] couplant la modélisation de tout l'échangeur à celle d'un motif périodique d'ailette.

Ce travail propose l'optimisation d'un échangeur par une telle approche. Elle est présentée Section 2 et utilise une méthode NUT alimentée par des résultats CFD. Les outils pour l'optimisation sont présentés Section 3. Les résultats sont analysés Section 4.

## 2. Modélisation thermique

Cette section présente les modèles utilisés pour calculer les performances d'un échangeur à plaques à courants croisés. Cet échangeur est constitué d'un empilement de plaques sur lesquelles des obstacles sont ajoutés (Figure 1(a)), dont la forme joue un rôle majeur dans l'intensification du transfert thermique. L'obstacle choisi dans cette étude est une ailette trapézoïdale (Figure 1(b)). Ses paramètres de forme sont la hauteur  $h_{rib}$ , la largeur en tête  $e$  et la largeur en pied  $E$ . La hauteur du canal  $H$  et le pas entre ailettes  $L = 3H$  restent constants. Le vecteur des paramètres  $\mathbf{p}$  est défini comme  $\mathbf{p} = (h_{rib}, e, E)$ . Seuls les canaux chauds sont équipés d'ailettes.

L'efficacité  $\epsilon$  est obtenue grâce à la méthode NUT [1]. L'impact de la variation de la forme de l'ailette sur le comportement thermo-hydraulique de l'échangeur est quantifié via le nombre de Nusselt  $Nu$  et le coefficient de perte de charge  $C_f$ .

### 2.1. Modélisation de l'échangeur

Le fluide chaud est de l'air à température et pression d'entrée de  $553.15\text{ K}$  et  $300\text{ kPa}$ , circulant à un débit  $\dot{m}_{air} = 0.56\text{ kg.s}^{-1}$ . Le fluide froid est de l'eau à température et pression d'entrée de  $353.15\text{ K}$  et  $100\text{ kPa}$ , circulant à un débit  $\dot{m}_{eau} = 2.86\text{ kg.s}^{-1}$ . L'échangeur est constitué de 13 canaux chaud ( $N_{air}$ ) et de 12 canaux froid ( $N_{eau}$ ). La hauteur d'un canal est de  $7\text{ mm}$ , et l'épaisseur de la plaque est de  $1\text{ mm}$ . Un canal chaud comporte 20 ailettes. Les dimensions de l'échangeur sont  $H_E = 0.20\text{ m}$  et  $W_E = L_E = 0.40\text{ m}$ . La méthode NUT est présentée Alg. 1. Le nombre de Reynolds  $Re_{D_H}$  est basé sur le diamètre hydraulique d'un canal plan  $D_H = 2H$ .

**Algorithm 1:** Calcul de l'efficacité et de la perte de charge totale de l'échangeur [1]

<p><b>Entrée :</b> <math>\mathbf{p} = (h_{rib}, e, E)</math></p> <p><b>Entrée :</b> <math>W_E, L_E, N_{air}, N_{eau}, H, L</math></p> <p><b>Entrée :</b> <math>\{\dot{m}_i\}_{i=air,eau}, \{T_{in,i}\}_{i=air,eau}, \{P_{in,i}\}_{i=air,eau}</math></p> <p><b>Sortie :</b> <math>\epsilon</math> et <math>\Delta P_{tot}</math></p> <p>1 Initialisation des températures et pressions de référence, <math>T_{ref}</math> et <math>P_{ref}</math>, aux valeurs d'entrées</p> <p>2 Calcul des propriétés physiques <math>\lambda, \rho, c_p, \mu</math> et du nombre de Prandtl <math>Pr</math> des deux fluides</p> <p>3 Calcul des vitesses et nombres de Reynolds :</p> $i = air, eau, U_{deb,i} = \frac{\dot{m}_i}{N_i W_E H \rho_i}, Re_{D_H,i} = \frac{\rho_i U_{deb,i} D_H}{\mu_i}$ <p>4 Calcul de <math>Nu</math> et <math>C_f</math> depuis la CFD pour le coté chaud :</p> $Nu_{air} = f_{CFD}(\mathbf{p}, Re_{D_H}, Pr)$ $C_{f,air} = f_{CFD}(\mathbf{p}, Re_{D_H})$ <p>et par corrélations pour le coté froid :</p> $Nu_{eau} = 0.023 Re_{D_H}^{0.8} Pr^{0.4} \quad C_{f,eau} = 0.316 Re_{D_H}^{-0.25}$ <p>5 Calcul des débits de capacité thermique :</p> $C_{min} = \min(\dot{m}_{air} c_{p,air}, \dot{m}_{eau} c_{p,eau})$ $C_{max} = \max(\dot{m}_{air} c_{p,air}, \dot{m}_{eau} c_{p,eau})$ $C^* = \frac{C_{min}}{C_{max}}$ <p>6 Calcul du coefficient de transfert thermique <math>K</math> :</p> $\frac{1}{K} = \frac{D_H}{Nu_{air} \lambda_{air}} + \frac{D_H}{Nu_{eau} \lambda_{eau}}$	<p>7 Calcul de la surface d'échange <math>S_{tot} = 2L_E W_E N_{air}</math></p> <p>8 Calcul du nombre d'unités de transfert :</p> $NUT = \frac{K S_{tot}}{C_{min}}$ <p>9 Calcul de l'efficacité :</p> $\epsilon = 1 - \exp[-(1 + C^*)NUT] \times \left[ I_0(2NUT\sqrt{C^*}) + \sqrt{C^*} I_1(2NUT\sqrt{C^*}) - \frac{1 - C^*}{C^*} \sum_{n=2}^{\infty} C^{*n/2} I_n(2NUT\sqrt{C^*}) \right]$ <p>avec <math>I</math> la fonction modifiée de Bessel.</p> <p>10 Calcul de la perte de charge :</p> $\Delta P_{tot} = \sum_{i=air,eau} \frac{1}{2} C_f \rho_i U_{deb,i}^2 \frac{L_E}{D_H}$ <p>11 Calcul des températures de sortie :</p> $T_{out,air} = [-\epsilon C_{min}(T_{in,air} - T_{in,eau}) / \dot{m}_{air} c_{p,air}] + T_{in,air}$ $T_{out,eau} = [\epsilon C_{min}(T_{in,air} - T_{in,eau}) / \dot{m}_{eau} c_{p,eau}] + T_{in,eau}$ <p>12 Si <math>T_{ref,i} \neq 0.5(T_{in,i} - T_{out,i}), i = air, eau</math> :</p> $T_{ref,i} = 0.5(T_{in,i} - T_{out,i})$ et retour ligne 2 <p><b>Sinon :</b> Fin</p>
---	---

Les corrélations de Dittus-Boetler et Blasius (Alg. 1 ligne 4) et la formule de l'efficacité d'un échangeur à courants croisés non mélangés (Alg. 1 ligne 9) sont issues de Thulukkanam [1].

## 2.2. Modélisation numérique d'un motif périodique

La modélisation numérique instationnaire du motif 2D schématisé Figure 1(b) est réalisée via le solveur CFD *Code\_Saturne* [8]. La turbulence est modélisée par le modèle  $BL - \overline{v^2}/k$  [9]. Ce modèle, résolu en proche paroi, prend en compte l'anisotropie de la turbulence dans la direction normale à la paroi ( $\overline{v^2}$ ). Il est ainsi approprié pour les cas de transferts thermiques comme les ailettes qui présentent des décollements et rattachements de couches limites [9, 10]. Le domaine de calcul et les conditions aux limites sont visibles sur la Figure 2. Le fluide et le solide sont couplés thermiquement (en bleu) et une condition de flux imposé est appliquée au niveau des plaques (en rouge). L'écoulement est supposé développé. Ainsi un seul motif est modélisé et une condition de périodicité dans le sens de l'écoulement est appliquée (en vert).

Le nombre de Nusselt est ramené à la surface  $2LW_E$  et se calcule par :

$$Nu = \frac{Q D_H}{\lambda_{air} 2LW_E (T_{wall} - \frac{1}{2}(T_{in} + T_{out}))}, \quad (1)$$

avec  $Q$  et  $T_{wall}$ , le flux total imposé et la température moyenne (pondération surfacique) évalués au niveau des surfaces du solide (en rouge Figure 2).  $T_{in}$  et  $T_{out}$  sont les températures débitantes moyennes (pondération par le débit masse) en entrée et sortie du motif. La contribution de la conduction dans la plaque est incluse dans le nombre de Nusselt. Le coefficient de perte de

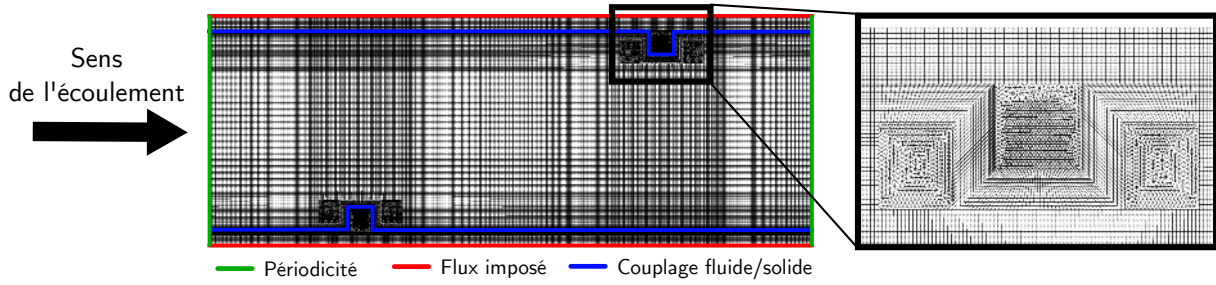


Figure 2 : Domaine de calcul, conditions aux limites et maillage

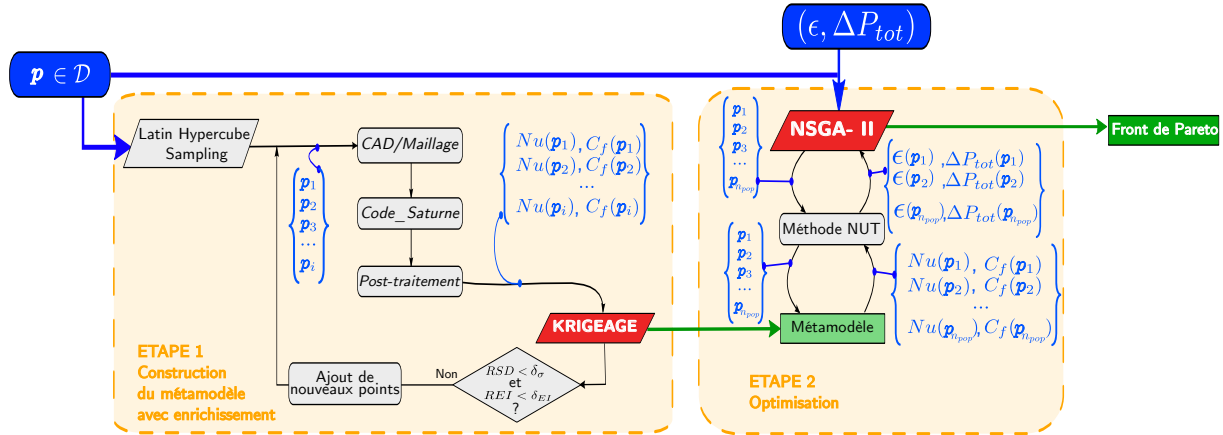


Figure 3 : Transfert des données entre les différents outils de la chaîne d'optimisation.

charge se calcule par :

$$C_f = \frac{\Delta P_{in,out}}{0.5 \rho_{air} U_{deb}^2} \frac{D_H}{L}, \quad (2)$$

avec  $\Delta P_{in,out}$  la variation de pression entre l'entrée et la sortie et  $U_{deb}$  la vitesse débitante.

Le modèle de turbulence nécessite une condition  $y^+ \leq 1$  pour la première cellule proche paroi [9]. Une attention a été portée afin d'assurer cette condition pour tous les calculs. Une étude de sensibilité en maillage a mis en évidence que la taille des cellules au centre de l'écoulement impacte peu le résultat pour  $Nu$  et  $C_f$ . Les maillages non structurés sont constitués de 100 000 cellules quadrangulaires en majorité pour des temps de calcul de 8 heures sur 32 processeurs.

### 3. Méthode d'optimisation

Cette étude cherche à maximiser l'efficacité de l'échangeur tout en limitant la perte de charge totale. Pour cela la forme de l'ailette est modifiée. Formellement, ce problème d'optimisation multiobjectif s'écrit :

$$\text{maximiser} \quad \epsilon(\mathbf{p}) \quad (3) \quad \text{sachant} \quad h_{rib}/H \in [0.05; 0.3] \quad (6)$$

$$\text{minimiser} \quad \Delta P_{tot}(\mathbf{p}) \quad (4) \quad e/2H \in [0.0375; 0.45] \quad (7)$$

$$\text{avec} \quad \mathbf{p} \in \mathcal{D} \quad (5) \quad E/2H \in [0.03375; 0.525] \quad (8)$$

$$E \geq 0.9 e \quad (9)$$

Le problème est défini dans un espace des objectifs à deux dimensions  $\mathcal{F} = \{\epsilon, \Delta P_{tot}\}$  et un espace des paramètres à trois dimensions contraint  $\mathcal{D} = \{h_{rib}, e, E \mid \text{eqn.}(6-9)\}$ . Sa solution, le *front de Pareto*, est une ou plusieurs lignes dans  $\mathcal{F}$ . C'est le meilleur compromis possible entre les deux objectifs, améliorer la valeur d'un des deux entraînant la dégradation de l'autre.

### 3.1. Moteur d'optimisation - NSGA-II

L'obtention du front de Pareto est assurée par l'utilisation d'un moteur d'optimisation. Dans cette étude, il s'agit de l'algorithme génétique (AG) *NSGA-II* [11]. Il a été utilisé dans de nombreuses études [5, 7, 12, 13]. C'est un algorithme robuste, qui sélectionne efficacement les individus et décrit complètement le front de Pareto. En se basant sur les principes de reproduction et de survie du darwinisme, les AG font évoluer un ensemble d'*individus* regroupés en *population* sur plusieurs *générations*. Un individu est caractérisé par un jeu de paramètre  $\mathbf{p}$  et la valeur des fonctions objectifs  $\epsilon$  et  $\Delta P_{tot}$  associée. Les étapes élémentaires d'un AG sont la sélection, la reproduction, la mutation et l'évaluation. Au fil des générations, les meilleurs individus se reproduisent et se rapprochent du front de Pareto. L'évaluation des individus est réalisée par la méthode NUT (cf. Figure 3 étape 2). La contrainte définie Eqn. (9) est gérée par pénalisation.

Afin de garantir l'exploration de l'ensemble de l'espace  $\mathcal{D}$ , la taille de la population est fixée à 900 individus sur 200 générations. Cela revient à réaliser 180 000 évaluations et donc autant de calculs CFD seraient nécessaires pour estimer  $Nu$  et  $C_f$ . Les ressources numériques pour la réalisation de tels calculs limitent l'utilisation de la méthode dans un processus industriel de conception. Une étape de métamodélisation par *krigeage* est donc introduite pour réduire le coût d'évaluation de  $Nu$  et  $C_f$ .

### 3.2. Métamodélisation - Krigeage

Le *krigeage* est une méthode qui interpole la réponse  $Y \in \mathcal{F}$  au point  $\mathbf{p} \in \mathcal{D}$  comme :

$$Y(\mathbf{p}) = d(\mathbf{p}) + Z(\mathbf{p}) \quad (10)$$

avec  $d(\mathbf{p})$  une fonction de tendance déterministe et  $Z$  un processus gaussien d'espérance nulle et de matrice de covariance connue [14].  $Z$  représente la déviation de l'interpolation vis à vis de la tendance, déterminée à partir de points connus. La variance  $\sigma$  de la réponse donne une estimation de la vraisemblance du métamodèle. La variance est maximale pour le point  $\mathbf{p} \in \mathcal{D}$  en lequel l'interpolation est la plus incertaine. L'amélioration attendue ou *expected improvement* ( $EI$ ) [15] est un autre indicateur de la vraisemblance du métamodèle. La valeur de l' $EI$  est maximale pour  $\mathbf{p} \in \mathcal{D}$  où le métamodèle estime que se trouve un optimum de  $Y$ .

L'étape 1 de la Figure 3 présente la méthode de construction itérative du métamodèle avec enrichissement. Les points initiaux sont choisis par *Latin Hypercube Sampling* [16]. Les points qui maximisent  $\sigma$  et l' $EI$  sont ajoutés progressivement aux points connus. Les critères d'arrêt choisis permettent de palier aux problèmes liés à l'amplitude de variation des fonctions [17] :

$$RSD = \frac{\max_{\mathbf{p} \in \mathcal{D}} \sigma(\mathbf{p})}{Y_{max} - Y_{min}} \quad (11) \quad REI = \frac{\max_{\mathbf{p} \in \mathcal{D}} EI(\mathbf{p})}{Y_{max} - Y_{min}} \quad (12)$$

avec  $Y_{max}$  et  $Y_{min}$ , les valeurs maximales et minimales aux points connus de la fonction à interpoler.

### 3.3. Processus d'analyse des résultats de l'optimisation

Afin d'analyser le front de Pareto, une méthode de regroupement (*clustering*) est utilisée. L'idée est de mettre en évidence des groupes représentatifs le long du front de Pareto définis par leurs *centres*. Le clustering par *K-means* proposé par Lee et Kim [5] ne donnant pas satisfaction dans ce cas, une méthode par *estimation bayésienne de modèle de mélange gaussien* est utilisée [18]. Les résultats obtenus sont également visualisés via des *Self-Organizing Maps* (SOM) [12].

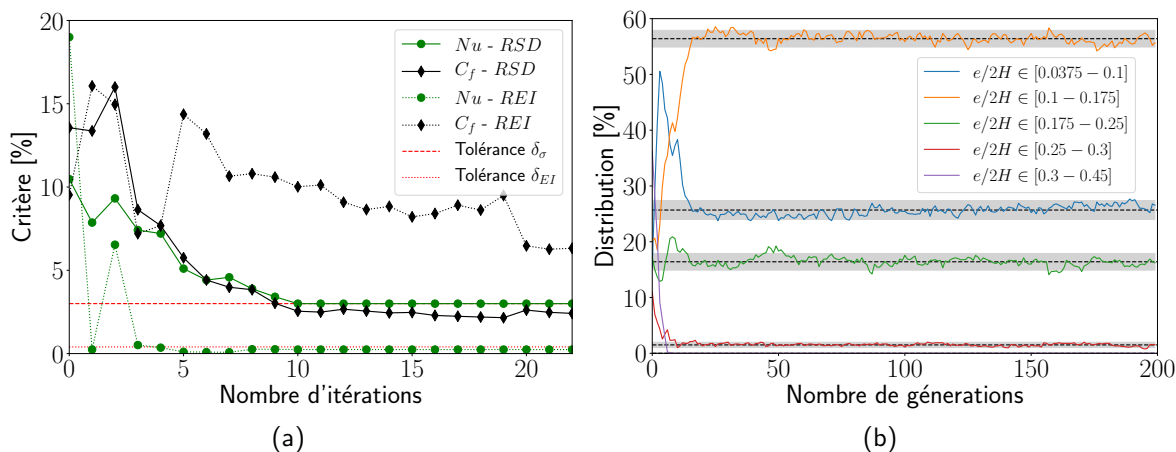


Figure 4 : (a) Évolution (noir pour  $Nu$  et verte pour  $C_f$ ) des critères de  $RSD$  (trait continu) et  $REI$  (trait point) en fonction du nombre d'itérations. Les lignes rouge matérialisent les tolérances. (b) Évolution de la distribution des individus au cours des générations de l'AG : en pointillées la distribution moyenne et en gris les intervalles de confiance à 95%.

Les données sont représentées par un ensemble de cartes portant chacune une information. La lecture d'une SOM est analogue à celle d'une carte géographique : la couleur change avec les informations mais la position des points analysés reste inchangée.

## 4. Résultats

### 4.1. Convergence de la méthode

Les métamodèles de  $Nu$  et  $C_f$  sont construits pour  $\mathbf{p} \in \mathcal{D}$  et pour des nombres de Reynolds compris entre 3000 et 13000. La convergence de la vraisemblance du métamodèle au cours de sa construction est présentée Figure 4(a) à travers l'évolution des critères  $RSD$  et  $REI$  en fonction des itérations. A chaque itération, six points par fonction maximum sont ajoutés. Les tolérances sont fixées à  $\delta_\sigma = 3\%$  et  $\delta_{EI} = 0.4\%$ . La construction débute avec 40 points. 64 et 139 points sont utilisés au final pour les métamodèles de  $Nu$  et  $C_f$ , respectivement. La tolérance  $\delta_{EI}$  pour le nombre de Nusselt est rapidement atteinte et les points ajoutés ensuite améliorent  $\sigma$ . Pour le coefficient de perte de charge, la valeur de  $REI$  reste de l'ordre de 6%. La construction a été arrêtée arbitrairement. Cependant la valeur de  $RSD$  était stable et sous la tolérance.

Pour étudier la convergence de l'AG, les individus du front de Pareto ont été répartis dans cinq classes en fonction de la valeur du paramètre  $e/2H$ . La Figure 4(b) montre que dès la génération 30, la distribution se stabilise dans chaque classe. Les intervalles de confiance à 95% étant inférieurs à 2%, le  $NSGA-II$  est estimé bien convergé.

### 4.2. Analyse de la solution

Le front de Pareto montre Figure 5(a) une forte corrélation antagoniste entre l'efficacité et la perte de charge totale. La distribution des paramètres  $h_{rib}/2H$ ,  $e/2H$  et l'angle de bord d'attaque  $\theta$  obtenue le long de ce front est présentée Figure 5(b). Le *clustering*, réalisé sur les individus des générations 50 à 200, y fait apparaître six groupes. Les performances des centres ont été reportées sur le front de Pareto (en rouge Figure 5(a)). Afin de qualifier le métamodèle, un calcul CFD a été réalisé pour chaque centre. Ils apparaissent en noir Figure 5(a) avec le champ de température associé. Pour cinq centres, l'écart entre le métamodèle et la CFD est de 0.6 à 8% pour  $\epsilon$  et de 8 à 15% pour  $\Delta P_{tot}$ . L'écart est plus important pour la perte de charge

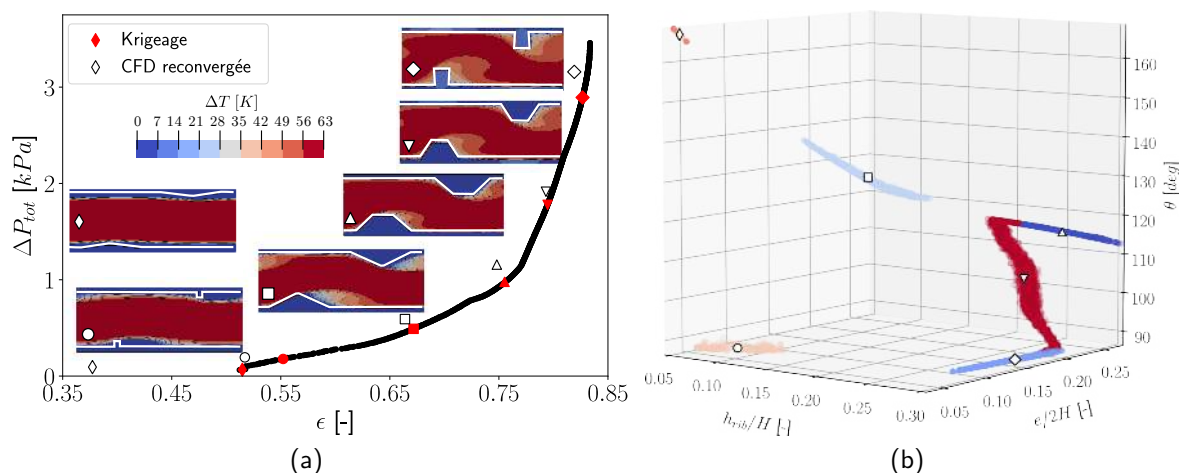


Figure 5 : Résultats de l'optimisation : (a) Le front de Pareto avec les champs de température pour les six centres de groupe - (b) Distribution des individus dans  $\mathcal{D}$  avec les groupes et leur centre.

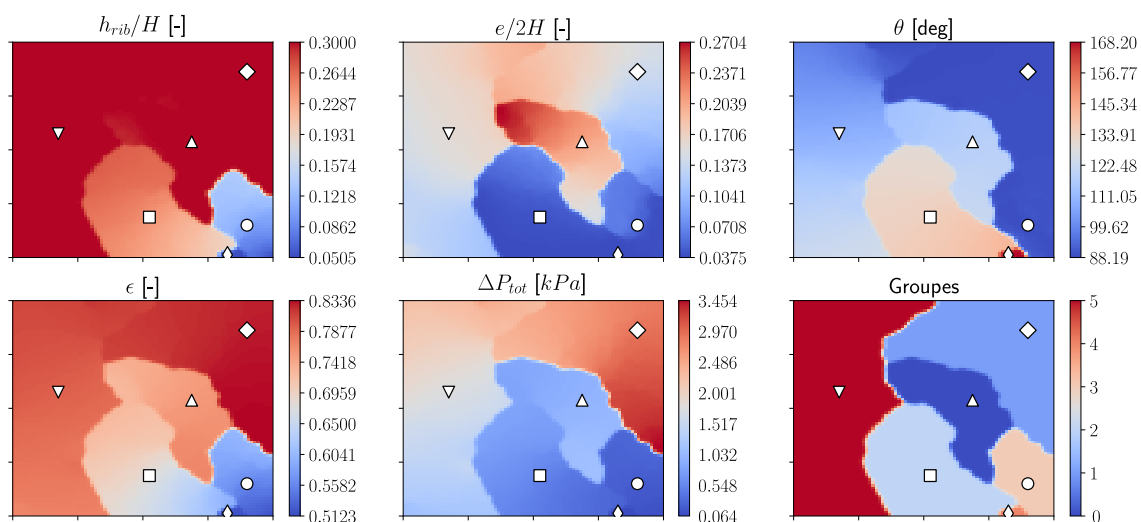


Figure 6 : SOM des individus du front de Pareto avec les centres de groupe en six cartes : les trois paramètres (en haut), les deux objectifs et les groupes (en bas).

car le métamodèle de  $C_f$  n'est sans doute pas assez convergé. L'apparition du groupe  $\diamond$  est due à ce manque de précision. Le calcul CFD confirme que le métamodèle surestime grandement la valeur du nombre de Nusselt pour ce centre. L'ajout des centres de groupe comme points du métamodèle contribuerait à réduire ces écarts [6]. Les SOM (Figure 6) montrent qu'il y a une forte corrélation entre la forme des ailettes et la performance associée. Ainsi une hauteur d'ailette maximale entraîne une efficacité d'échangeur et une perte de charge élevées ( $\diamond$  et  $\nabla$ ). Pour cette hauteur, lorsque  $\theta$  augmente (de  $\diamond$  à  $\nabla$ ), le blocage diminue et de fait la perte de charge et le transfert thermique aussi. Les champs de température montrent que des blocages faibles induisent une stratification de la température et dégradent le transfert. Les ailettes triangulaires ( $\square$ ) ou trapézoïdales ( $\triangle$ ) représentent un compromis entre les deux objectifs. Les ailettes carrées basses ( $\circ$ ) apparaissent trop peu efficaces sur le plan thermique.

## 5. Conclusion

L'optimisation multiobjectif des performances ( $\epsilon$  et  $\Delta P_{tot}$ ) d'un échangeur à plaques via un modèle multiéchelle a été réalisée. Le modèle couple des simulations CFD et une méthode

NUT en utilisant deux métamodèles pour le nombre de Nusselt et le coefficient de perte de charge. Ces métamodèles sont construits par krigeage et itérativement afin d'améliorer la vraisemblance de l'interpolation. Un algorithme génétique est utilisé ensuite pour trouver le front de Pareto. Le regroupement des individus le long de ce front et les SOM ont mis en évidence des formes géométriques représentatives. Certaines de ces formes ne sont pas intéressantes thermiquement et pourraient être pénalisées par l'AG lors de la recherche du front de Pareto. Enrichir le métamodèle avec les centres des groupes permettrait sans doute d'en améliorer la précision.

## Références

- [1] K. Thulukkanam. *Heat exchanger design handbook*. CRC Press (2013).
- [2] L. Wang B. Sunden, B.n. Experimental investigation of local heat transfer in a square duct with various-shaped ribs. *Heat Mass Transfer*, 43 8 (2007) 759.
- [3] R. Selbas, Önder Kızılkın M. Reppich. A new design approach for shell-and-tube heat exchangers using genetic algorithms from economic point of view. *Chem. Eng. Process. Process Intensif.*, 45 4 (2006) 268 – 275.
- [4] S. Sanaye H. Hajabdollahi. Thermal-economic multi-objective optimization of plate fin heat exchanger using genetic algorithm. *Appl. Energy*, 87 6 (2010) 1893 – 1902.
- [5] S.-M. Lee K.-Y. Kim. Optimization of zigzag flow channels of a printed circuit heat exchanger for nuclear power plant application. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 49 3 (2012) 343–351.
- [6] J. Wen, H. Yang, X. Tong, K. Li, S. Wang Y. Li. Optimization investigation on configuration parameters of serrated fin in plate-fin heat exchanger using genetic algorithm. *Int. J. Therm. Sci.*, 101 Supplement C (2016) 116 – 125.
- [7] H. Hajabdollahi, M. Tahani M. S. Fard. CFD modeling and multi-objective optimization of compact heat exchanger using CAN method. *Appl. Therm. Eng.*, 31 14 (2011) 2597–2604.
- [8] EDF R&D, Code\_Saturne version 5-1. <https://www.code-saturne.org/>.
- [9] F. Billard D. Laurence. A robust  $k-\varepsilon-\overline{v^2}/k$  elliptic blending turbulence model applied to near-wall, separated and buoyant flows. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 33 1 (2012) 45–58.
- [10] A. Keshmiri, K. Osman, S. Benhamadouche N. Shokri. Assessment of advanced RANS models against large eddy simulation and experimental data in the investigation of ribbed passages with passive heat transfer. *Numer. Heat Tr. B-Fund.* (2016) 1–15.
- [11] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal T. Meyarivan. A fast and elitist multiobjective genetic algorithm : NSGA-II. *IEEE Trans. Evol. Comput.*, 6 2 (2002) 182–197.
- [12] L. Soulat, P. Ferrand, S. Moreau, S. Aubert M. Buisson. Efficient optimisation procedure for design problems in fluid mechanics. *Comput. Fluids*, 82 (2013) 73 – 86.
- [13] M. Buisson, P. Ferrand, L. Soulat, S. Aubert . Optimal design of an automotive fan using the Turb'Opty meta-model. *Comput. Fluids*, 80 (2013) 207–213.
- [14] O. Roustant, D. Ginsbourger Y. Deville. DiceKriging, DiceOptim : Two R Packages for the Analysis of Computer Experiments by Kriging-Based Metamodeling and Optimization. *J. Stat. Softw.*, 51 1 (2012) 1–55.
- [15] M. Ribaud, F. Gillot, C. Helbert, C. Blanchet-Scalliet C. Vial. Robustness criterion for the optimization scheme based on kriging metamodel. *23ème Congrès Français de Mécanique* (2017).
- [16] S. Koziel, D. E. Ciaurri L. Leifsson. Surrogate-based methods. *Computational Optimization, Methods and Algorithms*. Springer (2011), 33–59.
- [17] D. Huang, T. T. Allen, W. I. Notz N. Zeng. Global Optimization of Stochastic Black-Box Systems via Sequential Kriging Meta-Models. *J. Global Optim.*, 34 3 (2006) 441–466.
- [18] C. Bishop. *Pattern Recognition and Machine Learning*. Springer New York (2006). 423–450.



# Simulation numérique du transfert convectif dans un écoulement viscoélastique

Fouad HAGANI<sup>1</sup>, Ronnie KNIKKER<sup>1</sup>, M'hamed BOUTAOUS<sup>1\*</sup>, Shihe XIN<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ Lyon, CNRS, INSA-Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CETHIL UMR5008, F-69621, Villeurbanne, France

\*(auteur correspondant : mhamed.boutaous@insa-lyon.fr)

**Résumé** - L'écoulement d'un fluide viscoélastique dans un canal de section non circulaire se caractérise par un comportement rhéofluidifiant et par l'existence de la seconde différence des contraintes normales conduisant à l'apparition d'écoulements secondaires. Ces deux phénomènes produisent une augmentation significative du transfert thermique au voisinage des parois, comparativement à un fluide newtonien laminaire. L'écoulement est régi par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Dans ce travail, l'extra-contrainte viscoélastique est décrite par les modèles rhéologiques d'Oldroyd-B et de Giesekus. Ce système d'équations de nature hyperbolique est résolu par une méthode numérique de différences finies. Une analyse de l'écoulement et du transfert thermique est réalisée en fonction des différents paramètres rhéologiques du fluide viscoélastique.

## Nomenclature

$A$	aire de la section de passage $m^2$	$Pr = \frac{\mu_0 C_p}{k}$	nombre de Prandtl
$pe$	périmètre de la section de passage $m$	$We = \frac{\lambda U}{L}$	nombre de Weissenberg
$u_i$	composante adimensionnée du vecteur vitesse	$Ma = \sqrt{ReWe}$	nombre de Mach élastique
$U = \frac{1}{A} \int_s u_1 ds$	vitesse moyenne principale adimensionnée	$E = \frac{We}{Re}$	nombre élastique
$U_s = \frac{1}{A} \int_{\Omega} \sqrt{u_2^2 + u_3^2}$	vitesse moyenne adimensionnée des écoulements transvers	$Nu = \frac{hL}{k} = \frac{Lq_x}{k(T_m - T_w)}$	nombre de Nusselt
$u_s^{\max} = \max(\sqrt{u_2^2 + u_3^2})$	vitesse maximale adimensionnée des écoulements transvers	$cp$	chaleur massique $J/kg/K$
$p$	pression adimensionnée	$k$	conductivité thermique $W/m/K$
$T$	température adimensionnée	<i>Symboles grecs</i>	
$T_e$	température à l'entrée du canal $K$	$\tau_{ii}$	composante adimensionnée du tenseur extra-contrainte viscoélastique
$T_m = \frac{1}{AU} \int_s u_1 T ds$	température de mélange $K$	$\rho$	masse volumique $kg/m^3$
$T_w = \frac{1}{pe} \int_0^{pe} T_{bord} dl$	température moyenne sur le bord de la section $K$	$\lambda$	temps de relaxation $s$
$q_x$	densité du flux de chaleur adimensionnée	$\mu_s$	viscosité du solvant $kg/m/s$
$L$	longueur caractéristique adimensionnée	$\mu_p$	viscosité du polymère $kg/m/s$
$t$	temps adimensionné	$\mu_0 = \mu_s + \mu_p$	viscosité totale $kg/m/s$
$Re = \frac{\rho UL}{\mu_0}$	nombre de Reynolds	$\beta = \frac{\mu_s}{\mu_0}$	fraction de $\mu_s$ dans $\mu_0$
		$\alpha$	paramètre de mobilité
		<i>Indices et exposants</i>	
		$\nabla$	dérivée convectée supérieure

## 1. Introduction

La simulation numérique des écoulements de fluides viscoélastiques implique de nombreux problèmes liés au couplage entre les modèles rhéologiques du type hyperbolique et l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Ce couplage génère des instabilités numériques, particulièrement dans le cas d'écoulements à nombre de Weissenberg élevé. De tels écoulements anisothermes interviennent dans plusieurs activités industrielles : polymère, agroalimentaire, cosmétique, etc. Ces dernières années, plusieurs approches théoriques et/ou numériques ont été



développées par différents auteurs afin d'investiguer des phénomènes liés à la viscoélasticité dans les écoulements, dans le but d'analyser et d'optimiser les procédés industriels. À la lumière des travaux de Siginer et Letelier [1], les écoulements viscoélastiques induisent une augmentation importante du taux de transfert thermique comparativement aux écoulements newtoniens laminaires. Cette augmentation résulte de l'effet rhéofluidifiant et de la présence des écoulements secondaires qui apparaissent sous certaines conditions : une section de passage non-circulaire et l'existence de la seconde différence des contraintes normales. La première théorie démontrant l'existence des écoulements secondaires est développée par Fosdick et Serrin [2] en 1973. Depuis, de nombreuses investigations théoriques et numériques ont été proposées, Gao et Hartnett [3, 4], Naccache et Souza Mendes [5], Payvar [6] se sont intéressés à l'accroissement de nombre de Nusselt dû aux écoulements secondaires. Trebotich *et al* [7], Hulsen *et al* [8], Tsai *et al* [9] ont investigué le problème du haut nombre de Weissenberg. Néanmoins, très rares sont les études portant sur des couplages entre modèles rhéologiques fortement non-linéaires et les équations de quantité de mouvements dans des conditions anisothermes. Dans ce papier, une approche numérique originale, basée sur la méthode des différences finies, est développée puis validée dans les cas des modèles rhéologiques d'Oldroyd-B et de Giesekus. L'objectif est d'analyser l'évolution de l'écoulement et du transfert thermique en fonction des paramètres rhéologiques du fluide viscoélastique, dans un canal de section carrée.

## 2. Modèle mathématique

L'écoulement viscoélastique instationnaire, anisotherme et incompressible est gouverné par les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} (\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \frac{k}{\rho C_p} \Delta T \quad (3)$$

Sous la formulation *solvent-polymer stress splitting* [10]. Le tenseur de contrainte totale  $\boldsymbol{\sigma}$  est la somme de la contribution de la contrainte du solvant newtonien  $2\mu_s \mathbf{D}$  et de la contribution de l'extra-contrainte viscoélastique polymérique  $\boldsymbol{\tau}$ .  $\mathbf{D} = \frac{1}{2}(\nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \mathbf{u}^T)$  est le tenseur des taux de déformations. L'extra-contrainte viscoélastique est décrite par l'un des deux modèles rhéologiques suivants :

$$\text{modèle d'Oldroyd-B} \quad \overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}} = -\frac{1}{\lambda} \boldsymbol{\tau} + 2 \frac{\mu_p}{\lambda} \mathbf{D} \quad (4)$$

$$\text{modèle de Giesekus [11]} \quad \overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}} = -\frac{1}{\lambda} \boldsymbol{\tau} + 2 \frac{\mu_p}{\lambda} \mathbf{D} - \frac{\alpha}{\mu_p} \boldsymbol{\tau}^2 \quad (5)$$

Avec  $\alpha = 0$  le modèle de Giesekus (5) se réduit au modèle d'Oldroyd-B (4). La dérivée convectée supérieure s'exprime comme suit :  $\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}} = \frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\tau} - \nabla \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u}^T$ . En introduisant les variables adimensionnelles suivantes :  $\bar{t} = t \frac{U}{L}$ ,  $\bar{\mathbf{u}} = \frac{\mathbf{u}}{U}$ ,  $\bar{T} = \frac{T - T_e}{q_x L / k}$ ,  $\bar{\nabla} = \nabla L$ ,  $\bar{p} = \frac{p}{\rho U^2}$  et  $\bar{\boldsymbol{\tau}} = \frac{\boldsymbol{\tau}}{\rho U^2}$ , afin d'alléger l'écriture des équations nous omettons la barre au-dessus des variables, les équations (1)–(5) s'écrivent sous forme adimensionnelle comme suit :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{\beta}{\text{Re}} \Delta \mathbf{u} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (7)$$

$$\overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}} = -\frac{1}{\text{We}} \boldsymbol{\tau} + 2 \frac{1 - \beta}{\text{Ma}^2} \mathbf{D} - \alpha \frac{\text{Re}}{1 - \beta} \boldsymbol{\tau}^2 \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \frac{1}{\text{RePr}} \Delta T \quad (9)$$

### 3. Méthodes numériques

#### 3.1. Forme quasi-linéaire du système d'équations

Le système d'équations (6)–(8) se distingue par son caractère hyperbolique [7, 9]. Il peut se mettre sous une forme quasi-linéaire :

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \mathbf{A}_i \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x_i} = \mathbf{S} \quad (10)$$

$\mathbf{W}$  représente le vecteur des variables à l'exception de la température et de la pression. Les matrices carrées  $\mathbf{A}_i$  contiennent les coefficients des dérivées premières, et  $\mathbf{S}$  regroupe les termes sources et diffusifs. Dans ce papier, seuls  $\mathbf{W}$ ,  $\mathbf{A}_1$  et  $\mathbf{S}$  sont représentés, les matrices  $\mathbf{A}_2$  et  $\mathbf{A}_3$  s'obtiennent de la même manière.

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ \tau_{11} \\ \tau_{12} \\ \tau_{13} \\ \tau_{22} \\ \tau_{23} \\ \tau_{33} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{A}_1 = \begin{bmatrix} u_1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & u_1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u_1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -2c_1 & 0 & 0 & u_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -c_1 & 0 & 0 & u_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -c_1 & 0 & 0 & u_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2\tau_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & u_1 & 0 & 0 \\ \tau_{23} & -\tau_{13} & -\tau_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & u_1 & 0 \\ 0 & 0 & -2\tau_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & u_1 \end{bmatrix} \quad \text{et } \mathbf{S} = \begin{bmatrix} -\nabla p + \frac{\beta}{\text{Re}} \Delta \mathbf{u} \\ -\frac{1}{\text{We}} \boldsymbol{\tau} - \alpha \frac{\text{Re}}{1-\beta} \boldsymbol{\tau}^2 \end{bmatrix}$$

avec  $c_i = \tau_{ii} + \frac{1-\beta}{\text{Ma}^2}$ . Les matrices  $\mathbf{A}_i$  peuvent se diagonaliser comme suit :  $\mathbf{A}_i = \mathbf{L}_i \Lambda_i \mathbf{R}_i$ , où  $\Lambda_i$  sont les matrices diagonales de valeurs propres,  $\mathbf{L}_i$  sont les vecteurs propres à droite de  $\mathbf{A}_i$  et  $\mathbf{R}_i$  sont l'inverse des matrices  $\mathbf{L}_i$ . Les matrices  $\mathbf{L}_1$  et  $\mathbf{R}_1$  sont données ci-dessous

$$\mathbf{L}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 2\sqrt{c_1} & -2\sqrt{c_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{c_1} & 0 & -\sqrt{c_1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{c_1} & 0 & -\sqrt{c_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2\tau_{12}}{\sqrt{c_1}} & 0 & -\frac{2\tau_{12}}{\sqrt{c_1}} & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{\tau_{23}}{\sqrt{2c_1}} & \frac{\tau_{23}}{\sqrt{2c_1}} & \frac{\tau_{13}}{\sqrt{c_1}} & \frac{\tau_{12}}{\sqrt{c_1}} & -\frac{\tau_{13}}{\sqrt{c_1}} & -\frac{\tau_{12}}{\sqrt{c_1}} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2\tau_{13}}{\sqrt{c_1}} & 0 & -\frac{2\tau_{13}}{\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R}_1 = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{2\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} & 0 & 0 & -\frac{1}{2\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{2\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{2\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & -\frac{1}{2\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & -\frac{1}{2\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{2\tau_{12}}{\sqrt{c_1}} & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\tau_{23}}{2c_1} & -\frac{\tau_{13}}{\sqrt{c_1}} & -\frac{\tau_{12}}{\sqrt{c_1}} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{2\tau_{13}}{\sqrt{c_1}} & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

et  $\Lambda_1 = \{u_1 - \sqrt{2c_1}, u_1 + \sqrt{2c_1}, u_1 - \sqrt{c_1}, u_1 - \sqrt{c_1}, u_1 + \sqrt{c_1}, u_1 + \sqrt{c_1}, u_1, u_1, u_1\}$ . L'équation quasi-linéaire (10) est de nature hyperbolique seulement si les valeurs propres des matrices  $\Lambda_i \in \mathbb{R}$ . En d'autres termes  $c_i > 0$  ou  $\tau_{ii} \geq -\frac{1-\beta}{\text{Ma}^2}$ . Ceci est démontré dans [7, 9, 12] pour un écoulement de cisaillement simple. Par conséquent, les termes convectifs peuvent être traités suivant des schémas numériques adéquats. En considérant la diagonalisation des matrices  $\mathbf{A}_i$ , la partie hyperbolique de ce système se réécrit  $\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{A}_i \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x_i} = \mathbf{L}_i \left[ \frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + \Lambda_i \frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial x_i} \right]$ ,  $\mathbf{V}_i = \mathbf{R}_i \mathbf{W}$  représentent les variables caractéristiques. Les termes entre crochets sont des termes d'advections purs. Une discrétisation stable des termes  $\Lambda_i \frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial x_i}$  peut s'obtenir par l'utilisation des schémas décentrés du type upwind. Les valeurs propres  $\Lambda_i$  indiquent les directions de propagations des ondes caractéristiques. Les schémas upwind d'ordre 1 et 2, les schémas *High-Order Upstream Central* (HOUC) d'ordre {3,5,7,9} proposés dans [13] et les schémas *Weighted Essentially Non-Oscillatory* (WENO) d'ordre {3,5,7,9} développés dans [14] ont été implémentés et testés.

### 3.2. Méthode de projection

Sous la contrainte d'incompressibilité, la pression intervient seulement, à travers son gradient, dans l'équation de la quantité de mouvement. Une des méthodes de résolution de cette équation est la méthode de projection. Celle-ci permet un découplage naturel des variables pression–vitesse et une résolution séquentielle. On considère un domaine rectangulaire  $\Omega$  de bord  $\partial\Omega$  complètement recouvert par un maillage cartésien et uniforme. La pression discrète  $p$  est localisée au centre des cellules et afin de faciliter la discrétisation de la partie hyperbolique du système d'équations, les variables discrètes  $u_i, \tau_{ij}$  et  $T$  sont localisées aux coins des cellules. Ces coins coïncident avec les bords. La méthode de projection de Chorin et Temam [15, 16] sous sa version incrémentale et une formulation temporelle semi-implicite d'Euler de premier ordre (E1) a été choisie. Elle consiste dans une première étape à calculer un champ de vitesse intermédiaire  $\mathbf{u}^*$ . Cette étape est nommée prédiction, elle est formalisée comme suit :

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \mathbf{HP}_u^n - \nabla p^n + \frac{1}{\mathbf{Re}} \Delta \mathbf{u}^* \quad (11)$$

$$\mathbf{u}^*|_{\partial\Omega} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{u}_b \cdot \mathbf{n} \quad (12)$$

où  $\Delta t = t^{n+1} - t^n$  est le pas de temps,  $\mathbf{u}_b$  et  $\mathbf{n}$  sont les vitesses et les normales sur  $\partial\Omega$ .  $\mathbf{HP}_u$  contient les contributions de la partie hyperbolique dans l'équation de la quantité de mouvement. L'étape de prédiction est suivie de l'étape correction où le champ de vitesse intermédiaire est projeté sur l'espace des vecteurs à divergence nulle,

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\nabla(p^{n+1} - p^n) + \frac{1}{\mathbf{Re}} \Delta(\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*) \quad (14)$$

cette étape exige la résolution de l'équation de Poisson,

$$\frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} = \nabla \cdot \nabla(p^{n+1} - p^n) = \Delta\phi \quad \text{avec} \quad \left. \frac{\partial\phi}{\partial\mathbf{n}} \right|_{\partial\Omega} = 0 \quad (15)$$

avec  $p^{n+1} = p^n + \phi$  et  $\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* - \Delta t \nabla \phi$ . L'équation de l'énergie (9) de convection–diffusion et l'équation constitutive (8) sont discrétisées en temps d'une façon similaire à l'équation de quantité de mouvement,

$$\left(1 - \frac{\Delta t}{\mathbf{RePr}} \Delta\right) T^{n+1} = T^n - \Delta t (\mathbf{u}^n \cdot \nabla) T^n \quad (16)$$

$$\left(1 + \frac{\Delta t}{\mathbf{We}}\right) \boldsymbol{\tau}^{n+1} = \boldsymbol{\tau}^n + \Delta t \left( \mathbf{HP}_\tau^n - \alpha \frac{\mathbf{Re}}{1 - \beta} (\boldsymbol{\tau}^n)^2 \right) \quad (17)$$

$\mathbf{HP}_\tau$  contient les contributions de la partie hyperbolique dans l'équation constitutive.

Les opérateurs de diffusion, de gradient de pression et de divergence qui interviennent dans les formulations ci-dessus sont discrétisés avec le schéma classique centré d'ordre 2. Afin d'améliorer la précision temporelle, le schéma *Backward Differentiation Formula* d'ordre 2 (BDF2) a été également implémenté et testé.

## 4. Résultats et validations

Dans cette étude, nous avons considéré un écoulement de Poiseuille, transitoire, d'un fluide viscoélastique dans les deux configurations suivantes : (a) l'écoulement se fait dans un canal 2D formé par deux plaques planes parallèles séparées d'une longueur caractéristique  $L$ . (b) l'écoulement est quasi-3D traversant un canal de section carrée de côté  $L$ . Dans les deux cas, l'écoulement est généré par l'application d'un gradient de pression longitudinal constant. La valeur de ce gradient est choisie de manière à assurer à l'état stationnaire une vitesse moyenne principale  $U$  valant l'unité. La condition aux limites de non-glissement est imposée le long des parois du canal. L'écoulement principal est dirigé suivant la direction  $x_1$ , dans laquelle l'ensemble des dérivées premières sont nulles. Pour l'analyse des résultats numériques, on définit la

mesure des écarts  $\varepsilon$  de la solution numérique  $\mathbf{s}^{\text{num}}$  par rapport à la solution analytique  $\mathbf{s}^{\text{ana}}$ , quand elle existe, par  $\varepsilon = \mathbf{s}^{\text{num}} - \mathbf{s}^{\text{ana}}$ . Dans le cas où la solution analytique n'est pas disponible, l'erreur est exprimée par  $\varepsilon^{2\Delta x} = \mathbf{s}^{\Delta x \rightarrow 2\Delta x} - \mathbf{s}^{2\Delta x}$  où  $\mathbf{s}^{\Delta x \rightarrow 2\Delta x}$  et  $\mathbf{s}^{2\Delta x}$  sont respectivement les solutions obtenues avec les grilles de pas de maillage  $\Delta x$  et  $2\Delta x$ . L'erreur est évaluée sur l'ensemble du domaine  $\Omega$  en utilisant la norme  $L_2$ , elle s'écrit  $L_2(\varepsilon) = (\sum |\varepsilon|^2)^{\frac{1}{2}}$ . L'ordre de convergence  $\mathbf{p}$  du schéma est exprimé par la relation  $\mathbf{p} = \log(\frac{L_2(\varepsilon^{2\Delta x})}{L_2(\varepsilon^{\Delta x})}) / \log(2)$ . L'erreur et l'ordre temporel sont obtenus d'une façon analogue.

#### 4.1. Écoulement de Poiseuille transitoire entre deux plaques planes parallèles

L'écoulement d'un fluide du type Oldroyd-B, dans une configuration 2D, est l'un des rares écoulements à présenter une solution analytique transitoire [17]. L'existence de cette solution analytique permet la validation de la solution numérique en régime transitoire par confrontation directe. Dans le cas d'un régime complètement élastique  $\beta = 10^{-7}$ , le modèle d'Oldroyd-B se réduit au modèle Upper-convected Maxwell, et avec un nombre élastique  $\mathbf{E} = 1$ , la figure 1 montre l'évolution temporelle de l'écart global en norme  $L_2(\varepsilon^{\Delta x_2} + \varepsilon^{\Delta t})$  entre le profil de vitesse numérique et le profil analytique pour les différents schémas spatiaux. À l'exception du schéma upwind1, qui présente un écart saturé, les schémas d'ordre élevé permettent de retrouver précisément la solution analytique stationnaire. Dans la configuration considérée, sur  $10^4$  itérations temporelles, le temps de calcul (temps cpu) augmente, respectivement, de 18% (WENO5), 19% (WENO7), 40% (WENO9), par rapport au temps cpu obtenu avec le schéma WENO3, et augmente de 14% (HOUC5), 17% (HOUC7), 33% (HOUC9), comparativement au temps cpu de schéma HOUC3. La figure 2 illustre l'ordre de convergence des schémas tempo-

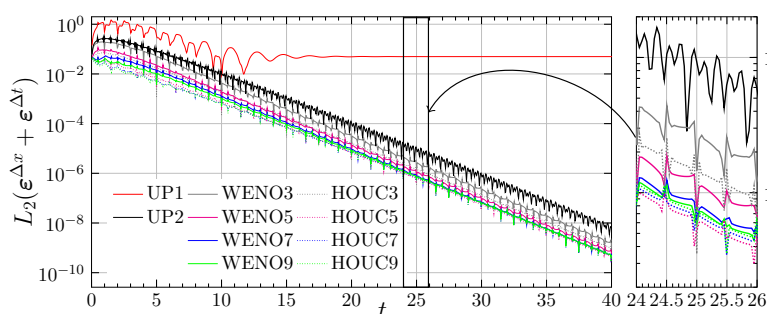


Figure 1 : Évolution temporelle de l'erreur de discrétisation en norme  $L_2$  des différents schémas d'advections avec  $\beta = 10^{-7}$ ,  $\mathbf{E} = 1$ .

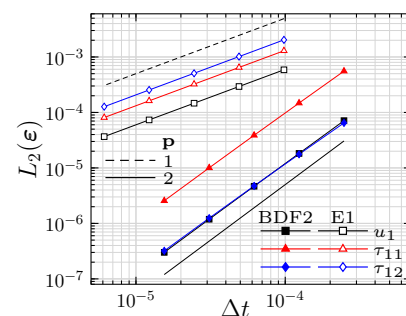


Figure 2 : Ordres de convergence des schémas : Euler1 et BDF2 avec  $\beta = 10^{-7}$ ,  $\mathbf{E} = 1$ .

rels, les ordres théoriques sont récupérés. La figure 3 montre les profils de vitesse à un instant arbitraire  $t = 1.254$ , où le profil analytique est tracé avec une ligne-noir discontinue. On relève clairement que les schémas WENO et HOUC présentent des résultats plus précis. Le front de propagation de l'onde de déformation, allant des extrémités du canal vers le centre à l'instant  $t = 1.254$ , est mieux approché lorsque l'ordre du schéma d'advection est élevé. La figure 4 montre les ordres de convergences des schémas spatiaux, les ordres obtenus sont seulement d'ordre 2. Ce résultat est dû au traitement numérique d'ordre 2 des opérateurs de diffusion, de gradient et divergence, et également, au traitement des points de maillage au voisinage des bords du domaine où une technique de réduction d'ordre des schémas a été appliquée. Pour un régime diffusif  $\beta \sim 0.1$ , l'onde de déformation est lisse, résultant de l'augmentation de la diffusion due à la viscosité du solvant  $\mu_s$ . Finalement, le code de calcul développé dans le cadre de ce travail s'affirme robuste pour la simulation d'écoulements viscoélastiques.

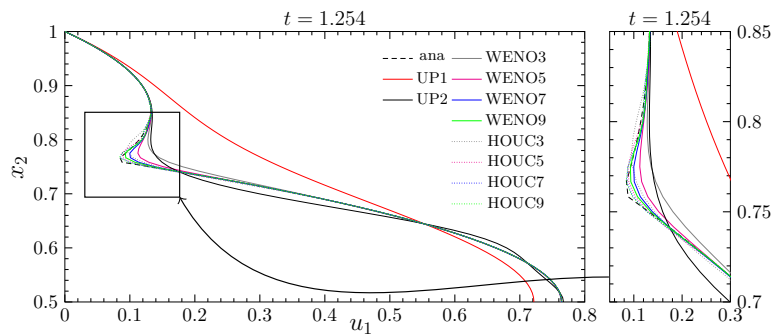


Figure 3 : Profils de vitesse des différents schémas de discrétisation avec  $\beta = 10^{-7}$ ,  $\mathbf{E} = 1$ .

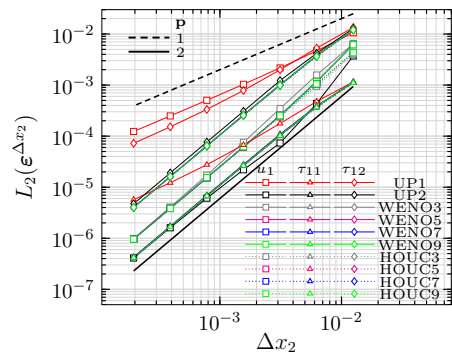


Figure 4 : Ordres de convergence des schémas de discrétisation avec  $\beta = 10^{-7}$ ,  $\mathbf{E} = 1$ .

## 4.2. Écoulement viscoélastique quasi-3D dans un canal de section carrée

L'écoulement viscoélastique de fluide de Giesekus, dans un canal de section carrée, est accompagné d'écoulements transverses sous forme de deux vortex dans chaque quadrant de la section du canal. La seconde différence des contraintes normales  $N_2 = \tau_{22} - \tau_{33}$  est à l'origine de ce phénomène [18, 19]. La fonction de courant  $\psi$  représente un bon indicateur de l'intensité de ces écoulements transverses. Elle est définie par  $u_3 = \frac{\partial \psi}{\partial x_2}$  et  $u_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_3}$ , et la vorticité  $\omega$  peut s'écrire  $\omega = \frac{\partial u_2}{\partial x_3} - \frac{\partial u_3}{\partial x_2}$ . La fonction de courant est obtenue après la résolution de l'équation de Poisson :  $\omega = -\nabla^2 \psi$ , sous une discrétisation différences finies centrées d'ordre 2. Avec  $\mathbf{We} = 1$ ,  $\beta = 0,1$ ,  $\alpha = 0,5$  et  $U = 1$ , la comparaison, de la fonction de courant  $\psi$  et de la seconde différence des contraintes normales  $N_2$ , avec les résultats de [18], qu'est une étude de référence dans ce domaine, montre un complet accord, figure 5, validant ainsi nos résultats. Les coins inférieurs gauches sur les figures 5(a,b,c,d) représentent le centre du canal. Pour différentes valeurs des

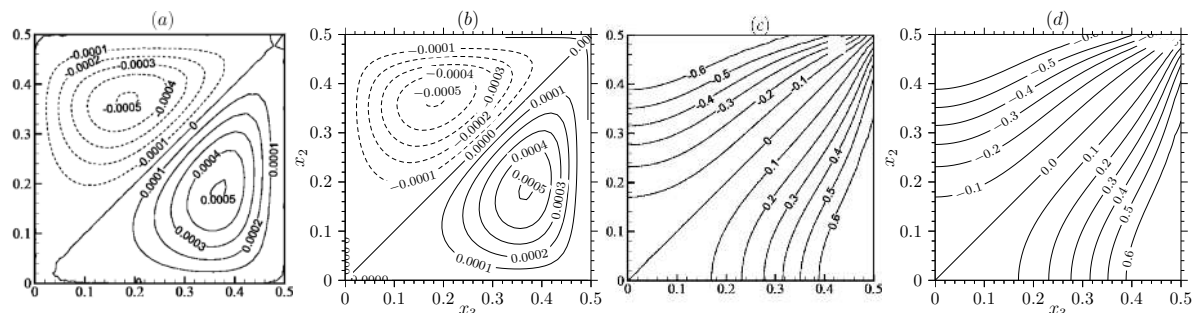


Figure 5 : Comparaison de la fonction de courant  $\psi$  et de la seconde différence des contraintes normales  $N_2$  obtenus (b,d), avec les résultats de [18] (a,c).  $\mathbf{We} = 1$ ,  $\beta = 0,1$ ,  $\alpha = 0,5$  et un maillage de  $80 \times 80$ .

paramètres rhéologiques  $\beta$  et  $\alpha$ , l'évolution de l'écoulement et du nombre de Nusselt asymptotique en fonction du nombre de  $\mathbf{We} \in [0,1; 10]$  est donnée sur la figure 6. Au préalable, la figure 6a rapporte les valeurs du gradient de pression requis pour assurer une vitesse moyenne principale égale à l'unité. La rhéofluidification du fluide de Giesekus provoque l'aplatissement du champ de vitesse principale. Cet effet est illustré sur la figure 6b à travers l'évolution de la vitesse maximale  $u_1^{\max}$  en fonction de  $\mathbf{We}$ . Dans le cas d'un fluide avec solvant  $\beta = 0,1$ , la vitesse maximale passe par une valeur minimale au voisinage de  $\mathbf{We} = 0,8$ . La diminution du rapport des viscosités  $\beta$  entraîne une intense rhéofluidification, conduisant à une diminution de la vitesse maximale due à l'aplatissement du profil global. Pour  $\beta = 10^{-7}$  et  $\mathbf{We} < 1$ , les simulations sont réalisées avec un maillage  $320 \times 320$ , mais pour  $\mathbf{We} > 1$ , la simulation requiert un maillage serré au voisinage des parois, afin de permettre une bonne description du gradient de vitesse



à ces endroits. L'accroissement du paramètre de mobilité  $\alpha$ , qui favorise la rhéofluidification, conduit naturellement à une translation de l'évolution de  $u_1^{\max}$  vers les faibles valeurs de  $We$ .

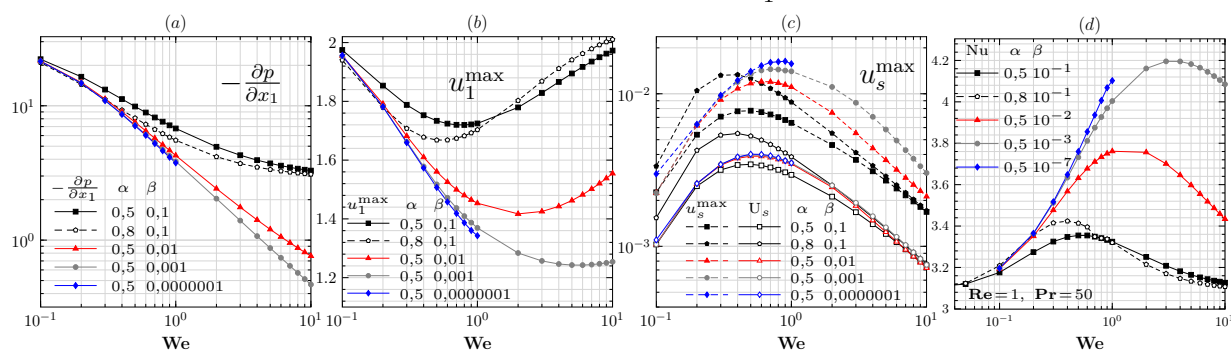


Figure 6 : Évolution de : (a) gradient de pression  $\frac{\partial p}{\partial x_1}$ , (b) vitesse maximale principale, (c) vitesses moyenne et maximale transversales et (d) nombre du Nusselt asymptotique en fonction de  $We$ . ( $\beta = 10^{-7}$  maillage 320x320,  $\beta \neq 10^{-7}$  maillage 160x160).

L'intensité des écoulements secondaires est analysée en fonction de l'évolution de leurs vitesse moyenne  $U_s$  et maximale  $u_s^{\max}$ . L'évolution de ces deux grandeurs en fonction de  $We$  est donnée dans la figure 6c, les valeurs maximales sont situées à  $We \in [0,3; 0,9]$ .  $U_s$  et  $u_s^{\max}$  augmentent avec l'augmentation de  $\alpha$  et la diminution de  $\beta$ , ce comportement est en parfaite concordance avec les résultats de [18]. Afin d'analyser les transferts thermiques en fonction des paramètres rhéologiques du fluide et de l'écoulement, une densité de flux de chaleur adimensionnelle constante  $q_x = -1$ , est prescrite le long des parois du canal. Pour  $Re = 1$  et  $Pr = 50$ , la figure 6d donne les évolutions du nombre de Nusselt asymptotique en fonction de  $We$  pour différentes valeurs de paramètres mobilité et de viscosité ( $\alpha, \beta$ ). L'augmentation du paramètre de mobilité  $\alpha$  favorise les transferts thermiques, contrairement à  $\beta$ . Ce constat prévisible, est quantifié de manière précise dans le cas de notre étude, permettant ainsi une analyse quantitative des phénomènes mis en jeu et éventuellement leur optimisation. Le tableau 1 rapporte les taux d'accroissements maximaux du nombre de Nusselt asymptotique, relatif à la valeur newtonienne, correspondant à la figure 6d. L'augmentation des taux de transfert thermique, relativement au fluide newtonien, est due en partie à la présence des écoulements secondaires qui favorisent le brassage et l'évacuation de la chaleur des parois vers le centre du canal. Elle est également due à la rhéofluidification du fluide qui déclenche une importante augmentation du cisaillement au voisinage des parois. Ces effets entraînent l'augmentation de la température moyenne  $T_m$  et la diminution de l'écart  $T_m - T_w$  d'où l'augmentation du Nu.

fluide	$\alpha$	$\beta$	Nu	taux acc. %
Newtonien	/	/	3,0877	/
Oldroyd-B	/	$0 < \beta < 1$	3,0877	/
Giesekus $We=0,5$	0,5	0,1	3,3545	7,95%
Giesekus $We=0,4$	0,8	0,1	3,4240	9,82%
Giesekus $We=1$	0,5	0,01	3.7613	17,9%
Giesekus $We=3$	0,5	0,001	4.1955	26,4%

Tableau 1 : Valeurs de Nusselt maximales correspondantes aux évolutions de la figure 6d

## 5. Conclusion

Dans ce travail, une approche numérique originale est présentée pour la simulation d'écoulements anisothermes viscoélastiques décrits par des lois de comportement non-linéaires de type Oldroyd-B et Giesekus. Le système d'équations régissant l'écoulement est réécrit sous une forme quasi-linéaire. La contrainte d'incompressibilité est assurée par la méthode de projection avec une

discrétisation temporelle semi-implicite. La partie hyperbolique du système est traitée explicitement où les matrices des coefficients des dérivées premières sont diagonalisées. Une validation des schémas numériques spatiaux et temporels est réalisée sur un écoulement de Poiseuille transitoire. L'étude de l'évolution de l'écoulement et des transferts thermiques, à travers les vitesses moyennes, maximales et du nombre de Nusselt asymptotique, dans un canal de section carrée est présentée pour différents paramètres rhéologiques. Les résultats obtenus sont comparés avec succès à les données de références de la littérature, validant ainsi la pertinence de notre approche numérique et ouvrant la possibilité d'études paramétriques de ces écoulements. En perspective, ce travail se poursuit par la prise en compte de la dissipation visqueuse et l'introduction de modèles rhéologiques plus représentatifs des fluides réels viscoélastiques du type Phan Thien Tanner. Des applications à des configurations industrielles sont ainsi envisagées.

## Références

- [1] D. A. Siginer and M. F. Letelier. *International Journal of Engineering Science*, 48(11) :1544–1562, 2010.
- [2] R.L. Fosdick and J. Serrin. Rectilinear steady flow of simple fluids. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 332, pages 311–333. The Royal Society, 1973.
- [3] S.X. Gao and J.P. Hartnett. *International communications in heat and mass transfer*, 20(2) :197–210, 1993.
- [4] S.X. Gao and J.P. Hartnett. *International journal of heat and mass transfer*, 39(6) :1317–1324, 1996.
- [5] M. F. Naccache and P. R. S. Mendes. *International journal of heat and fluid flow*, 17(6) :613–620, 1996.
- [6] P. Payvar. *International journal of heat and mass transfer*, 40(3) :745–756, 1997.
- [7] D. Trebotich, P. Colella, and G. H. Miller. *Journal of Computational Physics*, 205(1) :315–342, 2005.
- [8] M. A. Hulsen, R. Fattal, and R. Kupferman. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 127(1) :27–39, 2005.
- [9] W. C. Tsai and G. H. Miller. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 210 :29–40, 2014.
- [10] L. J. Amoreira and P. J. Oliveira. *Adv. Appl. Math. Mech*, 4 :483–502, 2010.
- [11] H. Giesekus. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 11(1-2) :69–109, 1982.
- [12] F. R. Phelan, M. F. Malone, and H. H. Winter. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 32(2) :197–224, 1989.
- [13] R. R. Nourgaliev and T. G. Theofanous. *Journal of Computational Physics*, 224(2) :836–866, 2007.
- [14] C. W. Shu. In *Advanced numerical approximation of nonlinear hyperbolic equations*, pages 325–432. Springer, 1998.
- [15] A. J. Chorin. Numerical solution of the navier-stokes equations. *Mathematics of computation*, 22(104) :745–762, 1968.
- [16] R. Temam. Une méthode d'approximation de la solution des équations de navier-stokes. *Bulletin de la Société Mathématique de France*, 96 :115–152, 1968.
- [17] N.D. Waters and M. M.J. King. Unsteady flow of an elastico-viscous liquid. *Rheologica Acta*, 9(3) :345–355, 1970.
- [18] P. Yue, J. Dooley, and J. J. Feng. *Journal of Rheology*, 52(1) :315–332, 2008.
- [19] S. C. Xue, N. Phan-Thien, and R.I. Tanner. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 59(2-3) :191–213, 1995.

# Modification d'un écoulement de convection naturelle par perturbation thermique localisée – une étude numérique

Paul CHORIN<sup>1\*</sup>, Florian MOREAU<sup>1</sup>, Didier SAURY<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut Pprime, UPR CNRS 3346, CNRS – Université de Poitiers, ENSMA, Département Fluides, Thermiques, Combustion, ENSMA, Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France

\* (auteur correspondant : [paul.chorin@ensma.fr](mailto:paul.chorin@ensma.fr))

**Résumé** - Ce travail présente une étude numérique des effets d'une perturbation thermique introduite dans un écoulement de convection naturelle confiné (cavité différentiellement chauffée) se développant autour du nombre de Rayleigh critique conduisant à la transition de l'état stationnaire à l'état instationnaire. La couche limite le long de la paroi chaude est perturbée par la présence d'une zone de faible étendue spatiale dans laquelle la température imposée diffère de la température de paroi chaude. Les résultats montrent que la perturbation engendrée se propage au sein de l'ensemble de la cavité. Son influence sur la topologie et sur la dynamique de l'écoulement est quantifiée.

## Nomenclature

$A_v$	rappor de forme vertical (= $H/L$ )	$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$f$	fréquence adimensionnée	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$H$	hauteur, $m$	$\theta$	température adimensionnée, (= $(T-T_0) / \Delta T$ )
$L$	largeur, $m$	$\nu$	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$P$	profondeur, $m$		
$p$	pression, $Pa$		
$Pr$	nombre de Prandtl (= $\nu/\alpha$ )		
$Ra_H$	nombre de Rayleigh basé sur la hauteur (= $g\beta\Delta TH^3 / (\alpha\nu)$ )	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	température, $^{\circ}C$	$O$	moyenne
$X, Y, Z$	coordonnées adimensionnées par $H$	$c$	chaud
		$f$	froid
<i>Symboles grecs</i>		$m$	motrice
$\alpha$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	$p$	perturbation
$\beta$	coefficient de dilatation thermique, $K^{-1}$		
$\Delta T$	écart de température entre les parois actives, (= $T_c - T_f$ ), $^{\circ}C$	<i>Abréviations</i>	
		STAT	cas avec perturbation stationnaire
		INSTAT	cas avec perturbation instationnaire

## 1. Introduction

La problématique de la maîtrise des flux de chaleur dans une enceinte confinée se retrouve dans de nombreux domaines comme le confort des habitacles des véhicules, les systèmes de réfrigération ou l'électronique de puissance [1,2]. Ainsi, diminuer la consommation énergétique globale d'un bâtiment en préservant en même temps le confort des personnes est un des enjeux auxquels sont confrontés les acteurs de ce secteur. Si l'on souhaite par exemple optimiser la régulation thermique de l'air d'une pièce, il faut maîtriser les transferts thermiques associés aux écoulements d'air se développant au sein de cette pièce.



Afin de bien appréhender ces transferts, il est nécessaire de bien comprendre le comportement des écoulements anisothermes où les forces de flottabilités sont prépondérantes, notamment lorsque le régime d'écoulement est instationnaire et/ou turbulent. La stratégie utilisée ici pour étudier ces écoulements de façon numérique s'appuie sur l'étude d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée ayant pour fluide de travail l'air. Des études précédentes ont montré qu'il est possible de manipuler cet écoulement par des systèmes de perturbations mécaniques [3] ou acoustiques [4]. Des études numériques [5,6] ont démontré qu'une perturbation périodique d'origine thermique permet également d'agir sur les transferts de chaleur.

L'objectif de ce travail est de réaliser une étude numérique 2D de l'influence d'une perturbation thermique de faible étendue spatiale localisée sur la paroi chaude. Après avoir posé le problème physique, le modèle numérique et sa validation seront présentés puis les effets de l'introduction de cette perturbation sur la dynamique de l'écoulement seront discutés.

## 2. Problème physique

La cavité différentiellement chauffée considérée dans cette étude est le domaine physique encadré par deux parois verticales isothermes de hauteur  $H$  et deux parois horizontales adiabatiques de longueur  $L$  (Fig. 1). Le rapport de forme vertical  $A_v = \frac{H}{L}$  est fixé à 4. L'écart de température entre les parois verticales  $\Delta T = T_c - T_f$  est centré autour de  $T_0 = \frac{T_f + T_c}{2} = 20^\circ C$ . Le fluide de travail est l'air ( $Pr=0,71$ ) dont les propriétés sont prises constantes, à l'exception de la masse volumique pour le terme de flottabilité traitée dans l'approximation de Boussinesq. Le paramètre de contrôle de l'écoulement est le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur  $Ra_H$  :

$$Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu} \quad (1)$$

dont la valeur pour les cas étudiés est fixée à  $9,0 \times 10^7$ , soit une valeur légèrement inférieure au nombre de Rayleigh critique de transition stationnaire/instationnaire [7]. Les longueurs physiques, les composantes de vitesse et la pression sont respectivement adimensionnées par  $L_{réf} = H$ ,  $V_{réf} = \frac{\alpha}{H}\sqrt{Ra_H}$  et  $P_{réf} = \rho \frac{\alpha^2}{H^2} Ra_H$ , tandis que la température est réduite sous la forme  $\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}$ . L'équation de continuité ainsi que les bilans de quantité de mouvement et d'énergie décrivent le problème. En variables adimensionnées et dans le cadre de l'approximation de Boussinesq pour un écoulement incompressible, ces équations s'écrivent :

$$\nabla \cdot (\mathbf{V}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p_m + Pr \theta \mathbf{k} + \frac{Pr}{\sqrt{Ra_H}} \Delta \mathbf{V} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{\sqrt{Ra_H}} \Delta \theta \quad (4)$$

Elles sont associées aux conditions aux limites suivantes :  $\mathbf{V}=\mathbf{0}$  (parois fixes),  $\theta = 0,5$  (paroi gauche chaude),  $\theta = -0,5$  (paroi droite froide) et  $\Phi = 0$  (parois horizontales adiabatiques).

### 3. Modélisation numérique et validation

La modélisation numérique 2D est réalisée par une approche volumes finis co-localisés. Les dérivées spatiales sont discrétisées par un schéma centré du second-ordre, tandis que l'intégration en temps est réalisée par un schéma de Crank-Nicholson d'ordre 2. Les mailles sont réparties par une loi de distribution en cosinus hyperbolique afin de raffiner les zones proches parois. Une étude de convergence en maillage avec solveur instationnaire sur des températures moyennes et instantanées montre que l'utilisation d'un nombre de mailles 130x260 permet d'obtenir des solutions précises avec des temps CPU faibles. Le pas de temps choisi permet de garder les nombres CFL inférieurs à 1.

L'évolution du nombre de Nusselt global avec le nombre de Rayleigh (cas sans perturbation) est représentée sur la Figure 2 en échelle logarithmique, pour des nombres de Rayleigh compris entre  $5 \times 10^7$  et  $1,9 \times 10^8$ . On obtient la loi d'évolution suivante (avec une confiance à 95%) :

$$Nu = (0,0741 \pm 0,0006) Ra_H^{0,2519 \pm 0,0005} \quad (5)$$

en accord de la loi issue des travaux de Gadoin [6] :  $Nu = (0,0732 \pm 0,0045) Ra_H^{0,2536 \pm 0,0013}$

L'étude est réalisée pour un nombre de Rayleigh légèrement inférieur au nombre de Rayleigh de transition stationnaire/instationnaire. Cette transition constitue la première étape de la transition vers un régime turbulent et s'effectue par bifurcation de Hopf supercritique conduisant à un changement de branche de solution des équations de Navier-Stokes. En faisant varier le nombre de Rayleigh de  $9,0 \times 10^7$  à  $1,8 \times 10^8$ , 5 branches instationnaires ont été identifiées. Ces branches sont caractérisées par leur nombre de Rayleigh critique et leur fréquence critique (adimensionnée par  $\frac{\alpha}{H^2} \sqrt{Ra_H}$ ). Ces grandeurs sont répertoriées dans le Tableau 1. On observe un très bon accord avec les solutions de référence [7] avec un écart maximal de 2% pour le premier nombre de Rayleigh critique. Ces résultats sur les nombres de Nusselt et le comportement instationnaire valident le modèle numérique.

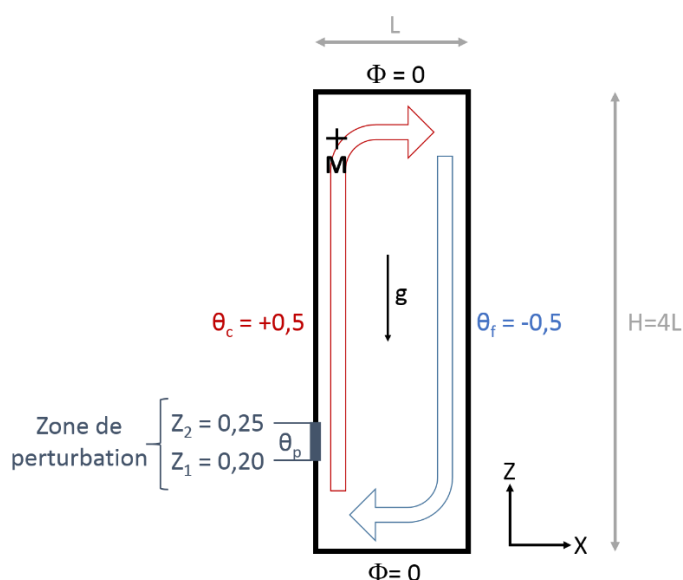


Figure 1: Schéma de la cavité différentiellement chauffée avec zone perturbation sur la paroi chaude et point M ( $X=0,0375$  ;  $Z=0,9$ )

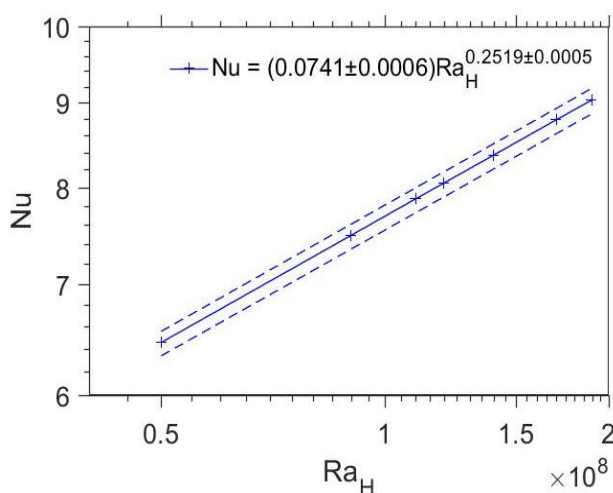


Figure 2: Variations du nombre de Nusselt global en fonction du nombre de Rayleigh de la cavité (axes représentés en échelle logarithmique; intervalle de confiance à 95%)

Branche	Présente Étude	$f_{crit}$		$Ra_{H, crit} (x10^{-8})$	
		Xin et Le Quéré [7]	Présente Étude	Xin et Le Quéré [7]	Présente Étude
1	0,403	0,404	1,052	1,032	
2	0,434	0,433	1,050	1,056	
3	0,467	0,468	1,180	1,183	
4	0,506	0,507	1,273	1,291	
5	0,545	0,545	1,403	1,421	

Tableau 1: *Fréquences critiques adimensionnées  $f_{crit}$  et nombres de Rayleigh critiques  $Ra_{H, crit}$  pour les 5 premières branches de solution; comparaison avec des solutions de référence [7]*

#### 4. Introduction d'une perturbation thermique : description et résultats

D'après les travaux de Gadouin et al. [6], la zone de meilleure réceptivité des modes de couche limite est localisée dans le premier tiers du développement des couches limites verticales. C'est pourquoi la zone de perturbation est choisie entre  $Z_1 = 0,20$  et  $Z_2 = 0,25$  sur la paroi chaude, lui permettant d'être de faible extension et à l'extérieur de la zone de recirculation. Sur la zone de perturbation, la condition aux limites en température  $\theta_c = 0,5$  est remplacée par la loi de température suivante :

$$\theta_p(Z, t) = \theta_c + \left( A_0 + A_s \sin \left( 2\pi f_p \frac{t}{t_{réf}} \right) \right) \times \Psi(Z) \quad (4)$$

$$\Psi(Z) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{Z - Z_{cent}}{Z_2 - Z_1} \right) \right] \quad (5)$$

$A_0$  est le surplus de température imposée,  $A_s$  est l'amplitude de l'oscillation sinusoïdale, avec dans le cas  $A_s \neq 0$  une fréquence imposée  $f_p$ , et  $t_{réf} = \frac{L_{réf}}{V_{réf}} = \frac{H^2}{\alpha \sqrt{Ra_H}}$  est le temps de référence.

Le terme spatial  $\Psi(Z)$  donné en (5) est centré sur le milieu de la zone de perturbation  $Z_{cent} = \frac{Z_1 + Z_2}{2}$ ; il lisse spatialement la température imposée pour éviter les discontinuités. En plus du cas de référence (sans perturbation), deux cas perturbés sont étudiés. L'ensemble de ces cas sont référencés en Tableau 2; pour ces 3 cas le nombre de Rayleigh est fixé à  $Ra_H = 9,0 \times 10^7$ . Dans le cas d'une perturbation instationnaire,  $f_d$  est égale à la première fréquence apparaissant dans l'écoulement en début de régime instationnaire.

	Cas de réf.	Cas STAT	Cas INSTAT
$A_0$	0	1	1
$A_s$	0	0	1
$f_p$	–	–	0,40

Tableau 2: *Valeurs des paramètres pour les différents cas étudiés ( $Ra_H = 9,0 \times 10^7$ ); STAT et INSTAT se réfèrent respectivement à des perturbations stationnaire et instationnaire*

Afin de s'intéresser à l'influence de la perturbation sur les fluctuations de vitesse au sein de la cavité, la Figure 3 représente les écart-types de la norme de la vitesse pour le cas de référence et les deux cas perturbés. Comme le régime d'écoulement est stationnaire, aucune fluctuation ne se développe dans le cas de référence. En revanche, on constate la présence de fluctuations de vitesse dans le cas STAT, bien qu'aucune composante temporelle ne soit présente dans la

perturbation imposée. Ces fluctuations se concentrent dans les coins supérieur gauche et inférieur droit de la cavité, correspondant aux zones d'émergence des fluctuations dans le cas d'un écoulement en régime instationnaire [8].

Ainsi, les écarts-type de vitesse en  $Z=0,10$  et en  $Z=0,90$  sont tracés en Figure 4 et comparés avec les profils obtenus pour un cas non-perturbé à  $Ra_H = 1,1 \times 10^8$  (régime d'écoulement instationnaire). On constate que les profils du cas STAT ont une évolution proches de ceux obtenus à  $Ra_H = 1,1 \times 10^8$  sans perturbation. Cependant, on observe que les fluctuations du cas STAT sont supérieures en  $Z=0,9$  mais inférieures en  $Z=0,1$ . Ceci est lié la perte de centro-symétrie de l'écoulement induite par l'introduction de la perturbation : dans le cas non-perturbé à  $Ra_H = 1,1 \times 10^8$ , les profils  $\|V\|_{std}(X, Z=0,90)$  et  $\|V\|_{std}(0,25-X, Z=0,10)$  se superposent, ce qui n'est plus vrai dans le cas STAT.

Le spectre de l'écoulement, mesuré ici sur la température au point ( $X=0,037$  ;  $Z=0,90$ , voir Fig. 1), est tracé en Figure 5. On observe que les écoulements de ces deux cas appartiennent à la même branche instationnaire, la branche n°1 (cf. Tableau 1) pour laquelle  $f \approx f_1 = 0,40$ . A noter que les mêmes fréquences se retrouvent en tout point de l'écoulement principal. Une augmentation locale stationnaire de température permet donc de faire transiter l'écoulement vers le régime instationnaire. Dans le cas INSTAT, pour lequel la perturbation fluctue dans le temps à la fréquence  $f = f_1$ , on observe en Figure 3 que les fluctuations sont d'un ordre de grandeur supérieur à celles obtenues dans le cas STAT. De plus, elles atteignent leur maximum en ( $X=0,03$  ;  $Z=0,70$ ), soit en amont par rapport au cas STAT dans lequel la zone de fluctuation est plus proche du coin supérieur de la cavité.

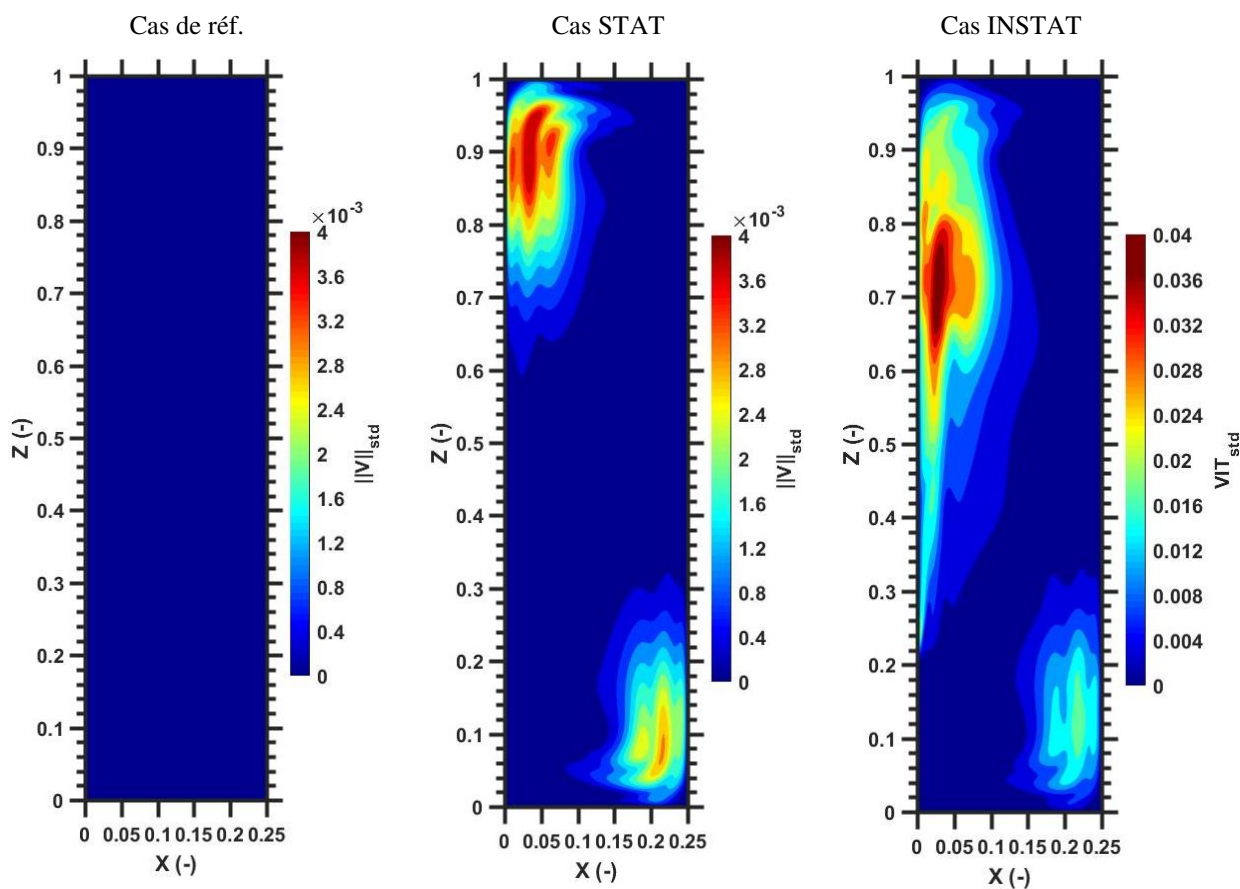


Figure 3: *Ecart-type de la norme de la vitesse; gauche : cas de réf.; centre : cas STAT; droite : cas INSTAT; note : l'échelle pour le cas INSTAT est 10 fois plus grande que pour les autres cas*

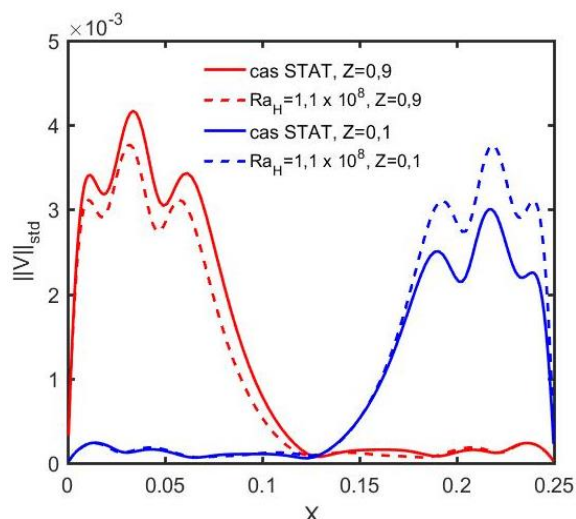


Figure 4: Ecart-type de la norme de la vitesse en fonction de  $X$ , en  $Z=0,90$  (rouge) et  $Z=0,10$  (bleu); trait plein : cas STAT; trait en pointillé : cas non-perturbé à  $Ra_H = 1,1 \times 10^8$

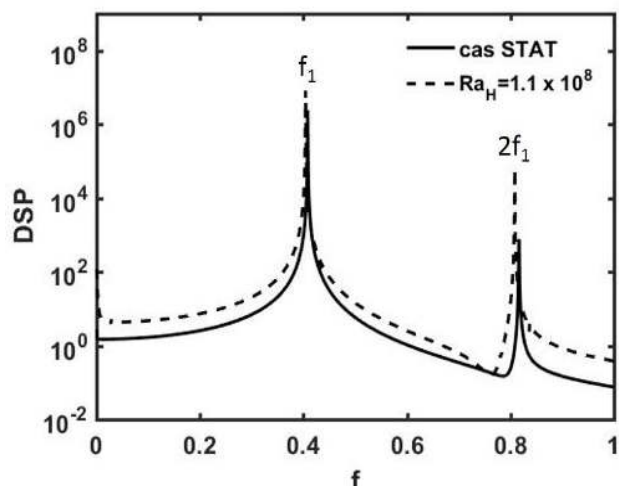


Figure 5: Spectre de l'écoulement, mesuré ici sur la température au point  $M$  ( $X=0,0375$  ;  $Z=0,90$ , voir Fig.1); trait plein : cas STAT; trait en pointillé : cas non-perturbé à  $Ra_H = 1,1 \times 10^8$

Afin d'observer l'évolution temporelle de ces fluctuations, les fluctuations de la composante verticale de vitesse,  $W'(X, Z, t) = W(X, Z, t) - \langle W \rangle(X, Z)$  des cas STAT et INSTAT sont représentées en Fig.6 pour 4 instants espacés d'un quart de période. La bordure de la couche limite dynamique, définie ici comme l'ensemble des points pour lesquels la composante verticale de la vitesse est égale à 5% de la vitesse maximale (pour chaque profil horizontal considéré), est matérialisée par un trait rouge.

On note que ces fluctuations prennent la forme de zones discernables dans lesquelles  $W'$  est soit positif soit négatif. Ces zones sont réparties de façon alternée dans le sens de l'écoulement : à chaque zone de signe positif succède une zone de signe négatif. De plus, on observe deux ensembles verticaux de ces zones : un ensemble localisé au sein des couches limites dynamiques, et un ensemble localisé à l'extérieur des couches limites, près de leur bordure. Chaque zone localisée à l'extérieur de la couche limite est située en face d'une zone à l'intérieur et de signe opposé.

Ces deux ensembles sont la manifestation d'ondes progressives de Tollmien-Schlichting advectées par l'écoulement moyen et caractéristiques du régime instationnaire. Dans le cas STAT, elles sont d'abord de faible amplitude avant de fortement s'intensifier à l'approche de la recirculation au niveau du coin supérieur. En revanche dans le cas INSTAT leur intensité est forte dès leur formation au niveau de la zone de perturbation.



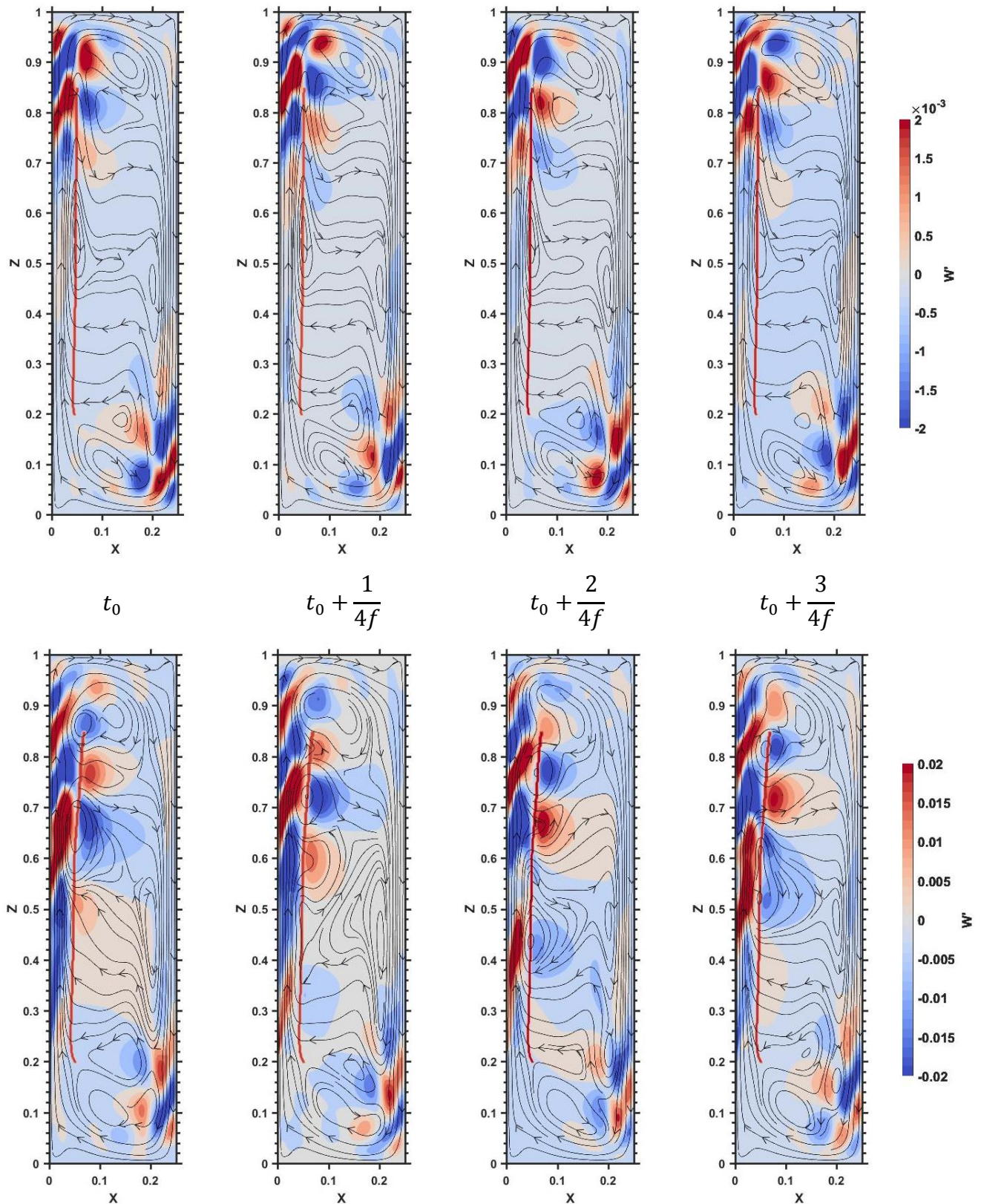


Figure 6: Fluctuations de la composante verticale de vitesse,  $W'$ , sur 4 instants espacés d'un quart de période  $1/(4f)$ ; haut : cas STAT; bas : cas INSTAT; les lignes de courant instantanées sont superposées (flèches noires) ainsi que la bordure de la couche limite dynamique côté chaud (rouge); note : l'échelle pour le cas INSTAT est 10 fois plus grande que pour le cas STAT

## 5. Conclusion

Une étude numérique a été réalisée sur la modification d'un écoulement de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée par l'introduction d'un changement local de la température pariétale. Cette perturbation, localisée sur la paroi chaude en début de couche limite ascendante, est une élévation stationnaire ou instationnaire de la température imposée sur une zone de faible étendue. Son influence sur la dynamique de l'écoulement a été quantifiée.

Dans le cas d'une perturbation stationnaire, on observe le passage d'un régime d'écoulement stationnaire à un régime d'écoulement instationnaire avec la création de fluctuations de vitesse concentrées en fin de couches limites verticales, bien qu'aucune fluctuation n'ait été introduite dans l'écoulement. Le comportement dynamique obtenu est proche de celui obtenu à un nombre de Rayleigh de  $1,1 \times 10^8$  non-perturbé, avec une fréquence des ondes de Tollmien-Schlichting identique.

Dans le cas d'une perturbation instationnaire, les fluctuations sont créées au niveau de la zone de perturbation et atteignent leur maximum avant la fin de la couche limite de la paroi chaude.

Une étude temporelle de ces fluctuations montrent qu'elles prennent la forme d'une succession de zones advectées verticalement par l'écoulement moyen. Les zones de forte intensité sont localisées au sein de la couche limite dynamique, tandis qu'une seconde lignée de zones de fluctuations de plus faible intensité leur fait face à l'extérieur de la couche limite.

## Références

- [1] O. Laguerre, S. Ben Amara, M. C. Charrier-Mojtabi, B. Lartigue et D. Flick, Experimental study of air flow by natural convection in a closed cavity: Application in a domestic refrigerator, *J. of Food Eng.*, 85, 547-560, 2008
- [2] M. A. Christon, P. M. Gresho et S. B. Sutton, Computational predictability of time-dependent natural convection flows in enclosures (including a benchmark solution) *Int. J. Numer. Meth. Fluids, John Wiley & Sons, Ltd.*, 40, 953-980, 2002
- [3] Y. Lin et B. Farouk, «Heat transfer in a rectangular chamber with differentially heated horizontal walls: Effects of a vibrating sidewall», *Int. J. of Heat and Mass Transf.*, vol. 51, pp. 3179-3189, 2008.
- [4] S. Hyun, D.-R. Lee et B.-G. Loh, «Investigation of convective heat transfer augmentation using acoustic streaming generated by ultrasonic vibrations», *Int. J. of Heat and Mass Transf.*, vol. 48, pp. 703-718, 2005.
- [5] O. Skurtys, Penot, F. and Le Quéré, P, «Numerical simulation of natural convection in a differentially heated cavity with thermal perturbation at the hot wall», *Proceeding of the 12th Int. Heat Transf. Conf.*, 2002.
- [6] E. Gadoin, P. Le Quéré et O. Daube, «A general methodology for investigating flow instabilities in complex geometries: application to natural convection in enclosures», *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, vol. 37, pp. 175-208, 2001.
- [7] S. Xin, P. Le Quéré, «Natural-convection flows in air-filled, differentially heated cavities with adiabatic horizontal walls, *Numer. Heat Transfer A*», vol. 50, pp. 437-466, 2006
- [8] P. Chorin, F. Moreau et D. Saury, «Heat transfer modification induced by a localized thermal disturbance in a differentially-heated cavity», *Int. J. Therm. Sci*, vol. 125, pp. 101-110, 2018.

# Faisabilité d'intégration de caloducs afin d'homogénéiser les températures de pièces surfaciques d'aéronef

Nicolas BLET<sup>1\*</sup>, Stéphane LIPS<sup>2</sup>, Valérie SARTRE<sup>2</sup>, Maxime ZEBIAN<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

<sup>2</sup> Univ Lyon, CNRS, INSA-Lyon, CETHIL UMR5008, F-69621, Villeurbanne, France

<sup>3</sup> Airbus Operations SAS, EPT30 - 316, route de Bayonne – 31300 Toulouse

\*(auteur correspondant : [nicolas.blet@univ-lorraine.fr](mailto:nicolas.blet@univ-lorraine.fr))

**Résumé** - Dans le contexte de la gestion de l'énergie et de l'optimisation de masse au sein du système propulsif d'un avion, l'objectif de l'étude est de réduire les sollicitations thermiques, que subissent certaines larges pièces surfaciques, telles que les peaux de la tuyère des réacteurs. Le développement du modèle nodal présenté permet d'identifier les températures et gradients thermiques maximaux. Dès lors, l'utilisation de caloducs pour homogénéiser les températures de façon passive est envisagée. La caractérisation thermique et géométrique du caloduc oscillant choisi permet de conclure sur la faisabilité théorique du concept.

## Nomenclature

### Symboles latins

$Bo$	nombre de Bond
$e$	épaisseur de peau, m
$f$	coefficient de Darcy
$F$	facteur de forme
$g$	accélération de pesanteur, $m.s^{-2}$
$G_{eq}$	conductance équivalente, $W.K^{-1}$
$h$	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$l$	largeur de peau, m
$L$	longueur de peau, m
$L_a$	longueur d'ailette
$m$	masse, kg
$Nu$	nombre de Nusselt
$Pr$	nombre de Prandtl
$r$	rayon, m
$R$	radiosité, $W.m^{-2}$
$Re$	nombre de Reynolds
$S$	surface d'échange, $m^2$
$T$	température, K

### Symboles grecs

$\varepsilon$	émissivité de surface
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$\mu$	masse linéique, $kg.m^{-1}$
$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$\sigma_v$	tension superficielle, $N.m^{-1}$
$\sigma$	constante de Stefan, $W.m^{-2}.K^{-4}$
$\Phi$	flux thermique, W

### Indices et exposants

$e$	peau externe
$i$	peau interne
$I$	écoulement primaire, zone 1
$II$	écoulement secondaire, zone 2
$III$	mélange secondaire et ventilation, zone 3
$l$	liquide
$max$	maximal(e)
$min$	minimal(e)
$PHP$	caloduc oscillant
$v$	vapeur

## 1. Introduction

Les systèmes propulsifs d'avion sont particulièrement concernés par les problématiques de gestion de la chaleur, du fait d'ambiances thermiques sévères et d'environnements confinés et du fait des limites des solutions conventionnelles de refroidissement par prélèvement d'air impactant directement la consommation de carburant [1-2].

Un des axes du projet OPTIMA (OPTimisation Thermique de l'Intégration des Moteurs d'Avion) est de proposer des solutions innovantes afin d'homogénéiser les températures de pièces surfaciques de grande taille (tuyère, semelle du mât, surfaces dégivrantes des systèmes propulsifs et des ailes), qui sont soumises à des sollicitations thermiques extrêmes. La finalité consiste à réduire considérablement les températures maximales opératoires et les contraintes thermomécaniques de ces pièces, notamment pour les pièces d'échappement, afin d'abaisser les coûts de production et de favoriser l'utilisation de matériaux plus légers, par rapport à des alliages d'inconel habituellement utilisés dans le cas de très hautes températures.



On présente dans cet article le développement d'un modèle théorique de la tuyère du système propulsif des futurs avions, afin d'identifier les contraintes thermiques principales. Une caractérisation globale des caloducs, solutions envisagées pour homogénéiser les températures de la tuyère, est ensuite présentée. Cette caractérisation se base sur les enjeux industriels du cahier des charges, quantifiés en termes de température maximale (diminution entre 160 K et 300 K) et de gradients thermiques maximaux (diminution entre 30% et 65%). En outre, un gain en masse entre 40% et 50% par rapport aux tuyères en inconel est attendu. Pour des raisons de confidentialité, un certain nombre de données ne sont pas précisées dans le texte. L'objectif de cette communication est plus de présenter la démarche utilisée et les principales conclusions quant à la faisabilité d'intégration de caloducs au sein du système propulsif.

## 2. Modélisation du système actuel

### 2.1. Objet de l'étude et conditions aux limites

La tuyère considérée, de forme tronconique, est constituée de deux peaux métalliques en alliage de titane (matériau envisagé), assemblées entre elles du côté aval dans le sens de l'écoulement d'air (Figure 1). Elle est environnée du corps central (élément aérodynamique) et du carénage arrière du mât (élément reliant la voilure au système propulsif). Elle est en outre soumise aux différents flux d'échappement du turboréacteur : le flux primaire chaud sur toute sa peau interne, le flux secondaire froid sur la quasi-totalité de la peau externe, hormis la section située sous le mât. Ce flux secondaire est, sur 75% de la surface de la peau externe, mélangé avec le flux de sortie des gaz permettant la ventilation du compartiment arrière du moteur.

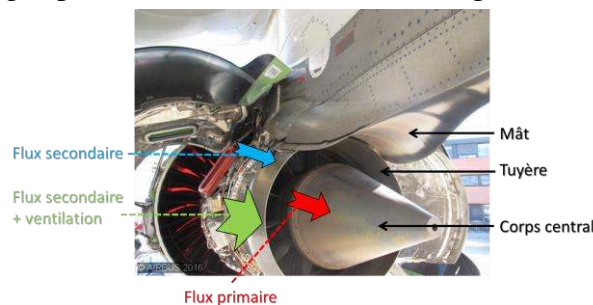


Figure 1 : Environnement du système étudié

### 2.2. Description du modèle

Plusieurs modèles ont été comparés par le biais d'études paramétriques. Ces modèles étaient de géométries différentes (1D, 2D, 3D), avec des maillages variés, ainsi qu'avec des hypothèses plus ou moins simplificatrices sur la modélisation des échanges radiatifs. Le modèle final choisi permet d'avoir un outil de simulation fiable (par rapport aux résultats des études internes industrielles précédentes) et facile à adapter afin de mener des études paramétriques et de caractériser globalement le système de refroidissement. Ce modèle est unidirectionnel dans le sens circonférentiel de la tuyère et se base sur la méthode nodale, avec une discrétisation spatiale des deux peaux.

Par symétrie, une demi-tuyère peut être modélisée dans le sens de la hauteur (Figure 2). Compte tenu des différences de conditions aux limites sur la peau externe, trois zones distinctes sont définies : la zone 1 située sous le mât, la zone 2 subissant uniquement le flux secondaire, et la zone 3 soumise à l'échange convectif avec le mélange des flux secondaire et de sortie de ventilation. Le réseau électrique analogue de la Figure 3 illustre le modèle avec uniquement un nœud par zone et par peau. Les échanges externes par convection forcée ( $G_{conv}$ ) sont décrits par les températures de mélange des écoulements d'air chaud ( $T_I$ ) et d'air froid ( $T_{II}$  et  $T_{III}$ ), et les coefficients d'échange ( $h_I$ ,  $h_{II}$  et  $h_{III}$ ), évalués à partir de la corrélation de Gnielinski [3] :

$$Nu = \frac{f/8(Re-1000)Pr}{1+12,7(f/8)^{0,5}(Pr^{2/3}-1)}, \text{ où } f = 0,3164/Re^{0,25}; 4000 \leq Re \leq 5.10^6; 0,5 \leq Pr \leq 10^6 \quad (1)$$

Les transferts conductifs longitudinaux ( $G_{cond}$ ) sont pris en compte. Un échange par convection naturelle entre les parois internes des peaux ( $G_{nat}$ ) permet de modéliser l'air interne. Finalement, les échanges radiatifs entre les peaux, mais également ceux entre la peau interne et le corps central, et entre la peau externe située en zone 1 et le mât (non illustrés sur les réseaux de la Figure 3), sont simulés à partir d'une méthode des radiosités afin de prendre en compte correctement les effets de multi-réflexions entre les corps solides, auxquels notamment les températures de la zone 1 sont sensibles. Les gaz d'échappement sont considérés transparents au rayonnement thermique. Chaque flux radiatif reçu par un nœud est évalué à partir du réseau en radiosités dont les conditions aux limites dépendent des températures (équation (2)). Chaque flux est considéré comme terme source dans le réseau en températures pour boucler le couplage.

$$\Phi_j = \frac{\varepsilon_j S_j}{1 - \varepsilon_j} (\sigma T_j^4 - R_j) = S_j \sum_k F_{jk} (R_k - R_j) \quad (2)$$

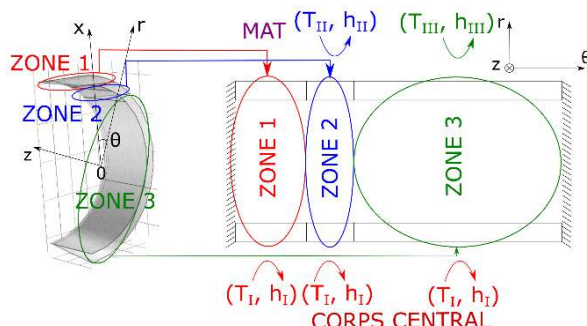


Figure 2 : Modèle 1D de la tuyère

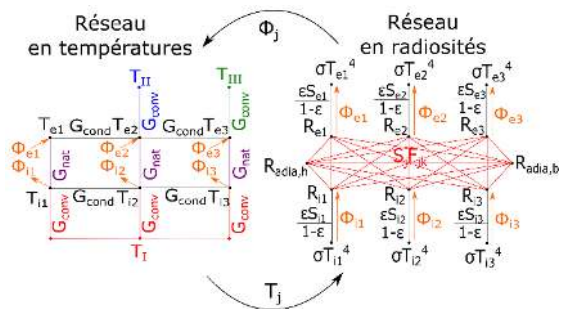


Figure 3 : Réseau électrique analogue (exemple avec un nœud par zone et par peau)

### 2.3. Choix des conditions aux limites pour l'étude du dispositif de refroidissement

Deux géométries de tuyère sont considérées pour les simulations et correspondent à deux moteurs de dimensions différentes (petit moteur et grand moteur). On considère un type de vol, appelé cas chaud, qui correspond à des contraintes extrêmes par rapport aux conditions normales d'utilisation de l'avion. Pour ce vol, huit phases différentes sont définies : la phase de ralenti au sol, le décollage, la montée, la phase de croisière, la descente, la phase de palier, la phase d'approche, et enfin l'atterrissage. Chaque phase correspond à un changement significatif des conditions aux limites.

La Figure 4 illustre les profils de température des deux peaux de la tuyère, suivant l'abscisse curviligne dont l'origine est prise au début de la zone 1, pour certaines phases du vol et pour les deux moteurs. Les températures sont adimensionnées par rapport à la différence entre les températures maximale  $T_{max,vol}$  et minimale  $T_{min,vol}$  calculées sur l'ensemble du vol, et les positions sont rapportées à la longueur curviligne de la tuyère. Les températures maximales sont localisées en partie haute de tuyère (zone 1) du fait de l'absence d'écoulement d'air froid. Les principaux gradients thermiques se situent dans le sens circonférentiel sur la peau externe. Entre les zones 1 et 2, ils s'expliquent par la zone chaude supérieure. Entre les zones 2 et 3, ils sont issus de la différence des températures de mélange  $T_{II}$  et  $T_{III}$ . Un gradient important (pas directement observable avec le modèle 1D) se situe également au niveau du contact des deux peaux (suivant l'axe  $z$ ) dans les zones 2 et 3. Ce gradient axial dépend directement de la différence de températures entre les peaux, ce qui justifie l'utilisation du modèle 1D simplifié pour caractériser le système, même si l'estimation du gradient ne peut alors être qu'approximée.

A partir de ces résultats, les principaux rôles couplés du système de refroidissement sont : 1) d'intensifier les échanges thermiques entre les peaux, afin de réduire le gradient thermique axial et d'homogénéiser les températures, 2) d'améliorer l'échange thermique entre les zones chaudes (peau interne) et les parties froides de la tuyère (zones 2 et 3 de la peau externe) afin de diminuer les gradients circonférentiels ainsi que les températures maximales.

Sur l'ensemble du vol et pour une géométrie de moteur donnée (petit ou grand moteur), les profils de température des différentes phases sont comparés afin d'identifier les conditions les plus dimensionnantes. Pour chaque phase de vol, les principaux paramètres de comparaison sont le flux total échangé entre les deux peaux, la température maximale de peau  $T_{max}$  (calculée en zone 1), la différence de températures entre les peaux en zone 3, les gradients thermiques maximaux circonférentiel et axial, et la température d'homogénéisation limite  $T_{limite}$ . Cette dernière correspond à une tuyère parfaitement homogène en température. Elle dépend donc uniquement des conditions aux limites.

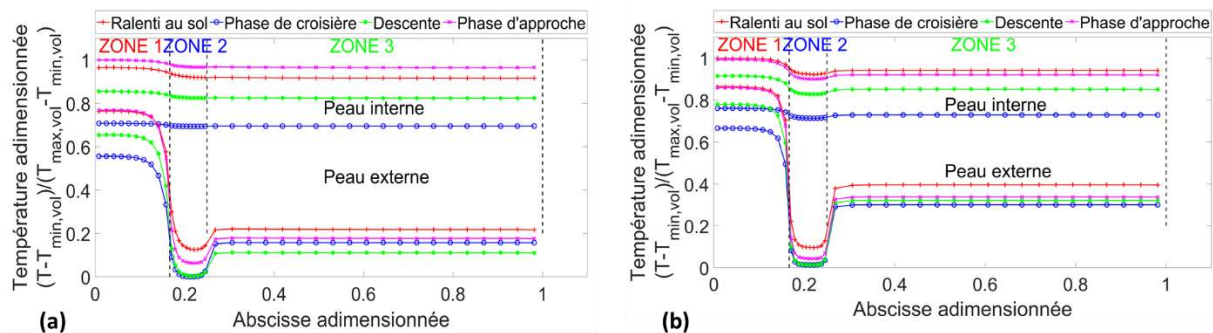


Figure 4 : Profils circonférentiels des températures pour le petit moteur (a) et le grand moteur (b)

Il apparaît que les phases de vol les plus critiques diffèrent pour les deux géométries de moteur. Cependant, les phases les plus dimensionnantes semblent être principalement la phase de ralenti au sol et la phase d'approche. En outre, la gamme de  $T_{limite}$  est plus élevée pour le petit moteur (entre 500 °C et 600 °C) que pour le grand moteur (entre 400 °C et 500 °C). Ceci est principalement dû à des conditions aux limites plus sévères, induisant déjà des valeurs de  $T_{max}$  plus importantes et un écart de températures entre les peaux plus élevé. Les spécifications du cahier des charges seront donc plus difficiles à atteindre pour le petit moteur.

### 3. Etude du refroidissement par caloducs

La solution proposée dans cette étude, afin d'homogénéiser les températures de tuyère, est l'utilisation de caloducs. En plus de présenter l'avantage de fonctionner de façon passive, cette technologie s'avère efficace dans de nombreux domaines pour réduire les gradients thermiques [4]. Cependant, ce choix implique plusieurs enjeux techniques et de modélisation par rapport aux conditions de notre application.

#### 3.1. Choix du type de caloduc et du couple matériau/fluide

Le premier défi se situe dans le choix du couple matériau/fluide constituant le caloduc. Le matériau de l'enveloppe est logiquement choisi en fonction de celui envisagé pour les peaux de la tuyère, à savoir le titane, pour assurer notamment un meilleur contact thermique tuyère/caloduc. L'enjeu principal se situe donc dans le choix du fluide de travail. Le premier critère de choix est la gamme de température de fonctionnement [5-6]. Avec des températures entre 400 °C et 600 °C, notre étude ne se situe pas dans des applications standards de caloducs (entre -50 °C et 100 °C). De ce fait, elle implique la sélection de fluides innovants. Ceux-ci doivent être chimiquement compatibles avec le titane [5-6], pour que le caloduc fonctionne correctement. En outre, ils doivent respecter les contraintes de sécurité inhérentes à l'application aéronautique. A partir de toutes ces contraintes, un fluide métallique, le césium, est sélectionné pour des gammes de températures supérieures à 500°C, malgré son inflammabilité. Pour des températures inférieures, le choix se tourne vers un fluide organique complexe, le triéthylèneglycol. Dans tous les cas, ces fluides devront être testés au sein de maquettes de caloducs en titane afin de connaître leur compatibilité. Le Tableau 1 fournit les

températures des points triple et critique des deux fluides ainsi que les propriétés utiles évaluées aux températures d'homogénéisation limite.

Application	Fluide	$T_{point\ triple}$	$T_{critique}$	$\rho_l$	$\rho_v$	$\sigma_{lv}$
		°C	°C	kg.m <sup>-3</sup>	kg.m <sup>-3</sup>	N.m <sup>-1</sup>
Petit moteur	Césium	29	1784	1511	0,91	4,4.10 <sup>-2</sup>
Grand moteur	Triéthylèneglycol	-7	524	1125	17,3	2,9.10 <sup>-3</sup>

Tableau 1 : *Gammes de températures et propriétés des fluides aux températures limites*

Le second enjeu est le choix du type de caloduc. D'après l'état de l'art [4], les boucles diphasiques capillaires ne sont pas adaptées à la fonction d'homogénéisation de températures. Les caloducs capillaires sont écartés du fait de leur complexité de conception, avec une structure poreuse pouvant potentiellement atteindre ses limites de fonctionnement. Enfin, il est indispensable que l'ensemble des surfaces de la tuyère soit correctement homogénéisé en température. L'emploi de thermosiphons diphasiques est alors inadéquat du fait de la nécessité de positionner leur évaporateur (zone chaude) plus bas que leur condenseur (zone froide). Le choix s'oriente donc vers l'utilisation de caloducs oscillants (PHP). Par mesure de simplicité de conception, de fabrication et de dimensionnement, la solution proposée n'utilise qu'un seul tube capillaire. Le PHP, illustré sur la Figure 5, est de géométrie tridimensionnelle et constitué d'un serpentin faisant des allers et retours entre les deux peaux, avec des coudes à l'avant de la tuyère (dans le sens de l'écoulement d'air) et au niveau du contact entre peaux. Chacune des branches du PHP relie ainsi la peau interne chaude à la peau externe froide. En plus du contrôle thermique, cette configuration pourrait favoriser la tenue mécanique de la tuyère.

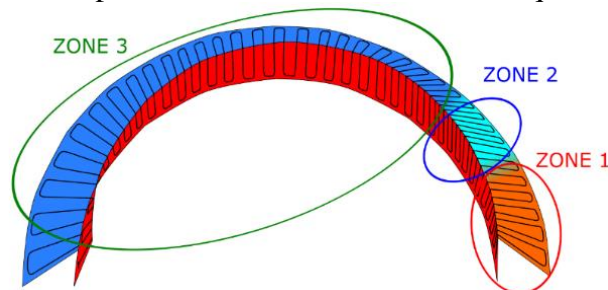


Figure 5 : *Schéma représentatif de la demi-tuyère munie d'un caloduc oscillant*

Malgré une conception simple, le comportement thermique d'un PHP reste encore très difficile à prédire [7]. Il n'existe aucun modèle de dimensionnement dans notre contexte d'homogénéisation de températures. Le challenge se situe donc dans l'élaboration d'un modèle, présenté ci-après, permettant de caractériser de manière globale un tel PHP de grande taille, en supposant que celui-ci fonctionne correctement. Des essais expérimentaux permettront de valider le concept théorique dimensionné, en termes de bon fonctionnement et de performances.

### 3.2. Caractérisation thermique globale

Afin d'estimer le flux total à évacuer par le caloduc entre les deux peaux, on modélise le plus globalement possible le système tuyère/PHP, en considérant uniquement un nœud par zone et par peau. Deux conductances équivalentes (Figure 6) sont ainsi introduites pour représenter le caloduc, supposé uniformément réparti sur les surfaces considérées. La conductance  $G_{eq1}$ , placée entre la zone 1 de la peau interne et les zones 2 et 3 de la peau externe, modélise la capacité du PHP à refroidir les zones les plus chaudes. Cette conductance n'est volontairement pas reliée à la peau externe de la zone 1 assumant le fait que ses températures de peau dépendent principalement des échanges convectifs internes et radiatifs avec la peau interne de la zone 1. Ainsi, en refroidissant cette dernière, les températures de la peau externe de la zone 1 diminueront naturellement. La conductance  $G_{eq2}$  permet de modéliser l'échange thermique entre les peaux, dans les zones 2 et 3, afin d'homogénéiser en température tout le système.



En faisant varier les valeurs des deux conductances, les profils de température des peaux sont évalués. La température  $T_{max}$  est ainsi calculée pour chaque doublet ( $G_{eq1}$  ;  $G_{eq2}$ ). La surface 3D de la Figure 7 présente l'évolution du gain en température maximale (différence entre  $T_{max}$  sans et avec caloduc) pour le cas du grand moteur en phase de ralenti au sol (conditions dimensionnantes). Il apparaît que  $T_{max}$  diminue lorsque les valeurs des deux conductances augmentent, avec une sensibilité à  $G_{eq1}$  plus grande qu'à  $G_{eq2}$ . Cette diminution n'est plus significative au-delà d'un certain seuil. Sur la Figure 7, les valeurs minimales requises de  $G_{eq1}$  et  $G_{eq2}$  à  $T_{max}$  fixée sont surlignées. Il est cependant nécessaire d'imposer des valeurs suffisamment importantes à ces conductances pour obtenir une homogénéisation de température respectant les spécifications du cahier des charges.

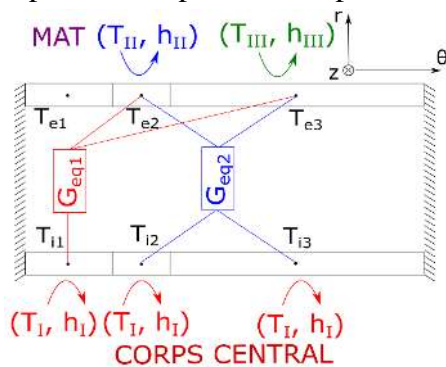


Figure 6 : Modèle 1D global avec conductances équivalentes

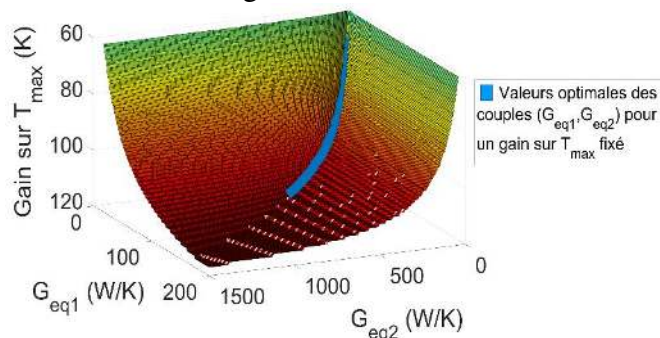


Figure 7 : Evolution du gain en température maximale en fonction des conductances équivalentes (grand moteur)

Les résultats du dimensionnement thermique sont illustrés sur les graphes de la Figure 8. Les évolutions de la conductance globale des caloducs, et celles des gradients thermiques axial et circonférentiel adimensionnés, sont représentées en fonction du gain sur la température maximale, pour les deux géométries de moteur. Alors que la conductance globale augmente exponentiellement avec le gain sur  $T_{max}$ , l'évolution des gradients thermiques est quasi linéaire.

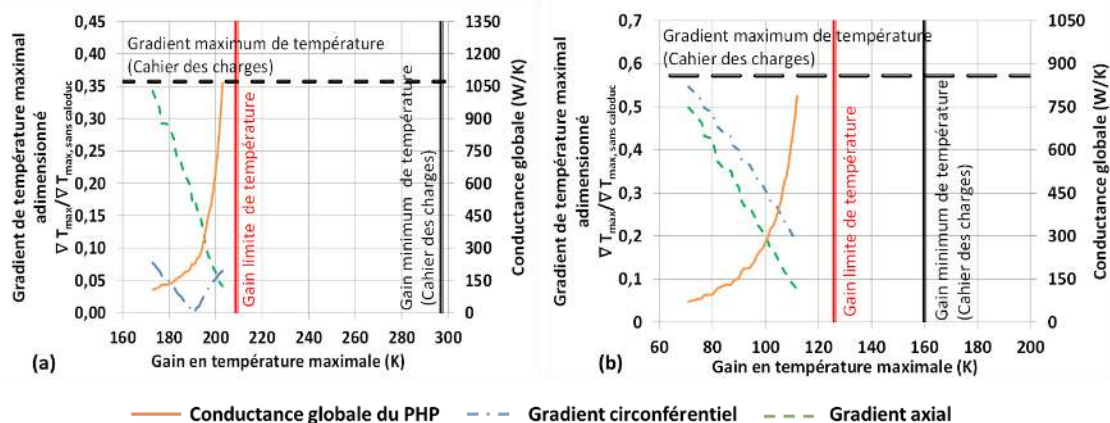


Figure 8 : Caractérisation thermique du PHP pour le petit moteur (a) et le grand moteur (b)

Les spécifications du cahier des charges : gain minimum sur la température maximale et gradient maximal de température (valeurs adimensionnées), sont reportées sur les graphes. La température limite d'homogénéisation  $T_{limite}$  est traduite en termes de gain limite en températures. Il apparaît que le système avec caloduc ne peut pas satisfaire au cahier des charges en termes de température maximale, la limite spécifiée étant supérieure aux  $T_{limite}$  calculées. Malgré un gain sur  $T_{max}$  potentiellement plus important, la performance du système est très insuffisante pour le petit moteur, avec une différence de gain sur  $T_{max}$  par rapport à la spécification de 88 K, contre 34 K pour le grand moteur. Ceci s'explique par des températures maximales déjà plus importantes pour le petit moteur, alors que la limite spécifiée pour  $T_{max}$  est la même pour les deux moteurs. De plus, à partir d'un gain de 190 K sur  $T_{max}$ , la diminution de

$T_{max}$  et du gradient axial passe nécessairement par une réaumentation du gradient circonférentiel, les températures dans les zones 2 et 3 de la peau externe devenant supérieures à celles dans la zone 1. L'homogénéisation en température des deux peaux de la tuyère est compliquée à réaliser dans des gammes de conductances réalistes (inférieures à 1000 W/K). A l'inverse, il apparait plus facile d'homogénéiser la tuyère du grand moteur, les gradients axiaux et circonférentiels étant réduits de manière équivalente.

### 3.3. Caractérisation géométrique

Le second objectif du dimensionnement est l'évaluation de la masse du système. Celle-ci dépend directement du nombre de branches du PHP. Pour le déterminer, on admet que celles-ci sont équidistantes et que la différence maximale de température entre les branches satisfait les spécifications du cahier des charges. Le profil de températures entre les branches est évalué par un calcul analytique, utilisant la théorie des ailettes droites d'épaisseur constante [3], avec une condition adiabatique à mi-distance entre deux branches (par symétrie). Les températures des peaux calculées par le modèle global précédent correspondent aux températures de la base des ailettes, notées  $T_i$  et  $T_e$  sur la Figure 9. Le rayon externe du caloduc  $r_{PHP}$  dépend du fluide utilisé. En effet, pour un PHP, le rayon interne  $r$  doit être de l'ordre de grandeur de la limite capillaire ( $Bo = (\rho_l - \rho_v)gr^2 / \sigma_{lv} = 1$ ) [3]. La longueur  $L_a$  a alors pour expression :

$$L_a = \min \left( r_{PHP} + \sqrt{\frac{\lambda e}{h_I}} \operatorname{arcosh} \left( \frac{T_I - T_i}{T_I - T_{a,i}} \right) ; r_{PHP} + \sqrt{\frac{\lambda e}{h_{II}}} \operatorname{arcosh} \left( \frac{T_e - T_{II}}{T_{a,e} - T_{II}} \right) \right) \quad (3)$$

Le nombre de branches  $N_{branches}$  est facilement déduit de  $L_a$  et de  $L$ . La longueur du PHP  $L_{PHP}$  est alors déterminée à partir de  $l$ ,  $L_a$  et  $N_{branches}$ . En introduisant une masse linéique de caloduc  $\mu_{PHP}$  dépendant du couple matériau/fluide, la masse de l'ensemble des tubes capillaires  $m_{PHP}$  est approximée par :

$$m_{PHP} = \mu_{PHP} L_{PHP} = \mu_{PHP} (2l + 2L_a) N_{branches}, \text{ avec } N_{branches} = L / 2L_a \quad (4)$$

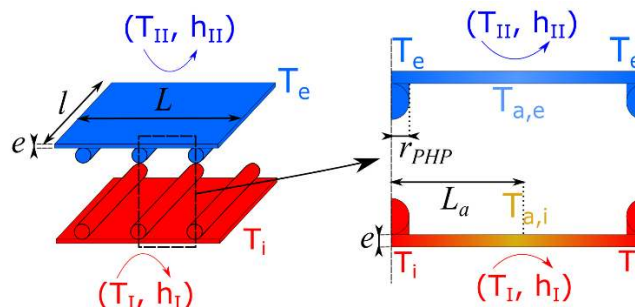


Figure 9 : Schématisation des branches du PHP et calcul d'ailette associé

Les gains en masse sont reportés sur la Figure 10 en fonction des gains en température maximale, pour les deux géométries de moteur. Ils sont évalués en pourcentage par rapport aux tuyères en inconel ( $= 100 \cdot [m_{Tuyère, Inconel} - (m_{Tuyère, Titane} + m_{PHP})] / m_{Tuyère, Inconel} (\%)$ ).

Les plus fortes contraintes thermiques dans le cas du petit moteur amènent à une plus grande masse de caloduc nécessaire pour une bonne homogénéisation de températures et une diminution suffisante de  $T_{max}$ . Le gain potentiel en masse ne peut alors satisfaire le cahier des charges pour cette géométrie, contrairement au grand moteur pour lequel on peut espérer un gain en masse de l'ordre de 50% par rapport aux tuyères en inconel, en supposant que le PHP joue très bien son rôle structurel. Les profils circonférentiels de température avec et sans caloduc peuvent être comparés sur la Figure 11. Le maillage des peaux dans le modèle 1D est adapté de sorte qu'un nœud soit placé en chaque point en contact avec le PHP et à mi-distance entre deux branches. Chaque branche du PHP est simplement modélisée par une conductance équivalente, évaluée en fonction des  $G_{eq}$  et de  $N_{branches}$ , reliant les nœuds correspondants des deux peaux. L'homogénéisation de températures entre les peaux ainsi que la diminution de  $T_{max}$

peuvent être appréciées, même si les gradients circonférentiels initiaux au niveau de la zone 2 sont encore visibles. Le gradient axial est bien minimisé grâce à la diminution de la différence de température entre les peaux dans les zones 2 et 3. Les pics de températures visibles sur les profils avec caloduc correspondent aux effets d'ailette entre les branches du PHP.

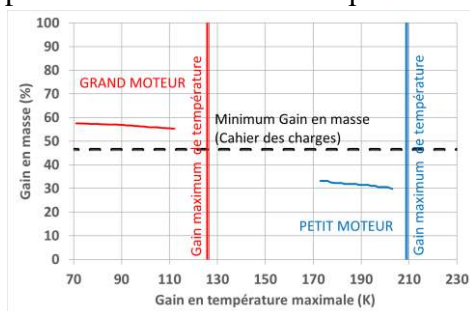


Figure 10 : Gain en masse du système

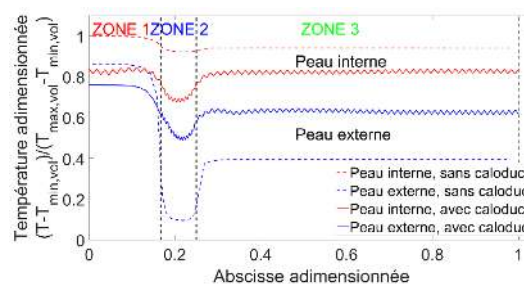


Figure 11 : Comparaison des profils circonférentiels des températures de tuyère avec et sans caloduc (grand moteur)

## 4. Conclusion

Grâce au modèle 1D développé, basé sur la méthode nodale, de premières conclusions théoriques peuvent être émises sur la faisabilité d'intégration de caloducs afin d'homogénéiser les températures de tuyère, pour les deux géométries de moteurs d'avions étudiées. L'environnement trop sévère du petit moteur ne peut pas conduire à une réduction acceptable des températures maximales par le seul moyen des caloducs, impliquant l'utilisation du césium comme fluide de travail, qui peut poser des problèmes de sécurité. En outre, le nouveau système n'amènerait qu'un gain en masse faible par rapport aux tuyères actuelles, inférieur au gain spécifié. Pour le grand moteur, les résultats sont plus encourageants avec une réduction des gradients thermiques et un gain en masse satisfaisant le cahier des charges. Seul un léger compromis sur les températures maximales doit être fait, mais permet cependant l'utilisation de fluides organiques moins dangereux. Il semble donc intéressant de valider expérimentalement le concept de caloduc imaginé pour cette géométrie de moteur. Une méthodologie spécifique a été développée pour dimensionner des maquettes permettant cette validation, malgré l'impossibilité d'effectuer des tests à l'échelle sous des conditions réelles. Cette méthode permet notamment de tester le nouveau couple matériau/fluide avec des géométries simples de caloduc. Les essais expérimentaux sont actuellement en cours.

## Références

- [1] K. Yakinthos, D. Missirlis, A. Palikaras, P. Storm, B. Simon, A. Goulas, Optimization of the design of recuperative heat exchangers in the exhaust nozzle of an aero engine, *App. Math. Mod.*, 31 (2007) 2524-2541.
- [2] M. Ziya Sogut, E. Yalcin, T. Hikmet Karakoc, Assessment of degradation effects for an aircraft engine considering exergy analysis, *Energy*, 140 (2017) 1417-1426.
- [3] A. Bejan, A.D. Kraus, *Heat transfer handbook*, Wiley (2003).
- [4] N. Blet, S. Lips, V. Sartre, Heat pipes for temperature homogenization: a literature review, *App. Therm. Eng.*, 118 (2017) 490-509.
- [5] A. Faghri, Heat pipes: review, opportunities and challenges, *Front. Heat Pipes*, 5(1) (2011) 1-48.
- [6] X. Yang, Y.Y. Yan, D. Mullen, Recent developments of lightweight, high performance heat pipes, *App. Therm. Eng.*, 33-34 (2012) 1-14.
- [7] X. Han, X. Wang, H. Zheng, X. Xu, G. Chen, Review of the development of pulsating heat pipe for heat dissipation, *Renew. and Sus. Energy Reviews*, 59 (2016) 692-709.

## Remerciements

Ce travail réalisé par le CETHIL s'inscrit au sein du projet OPTIMA, coordonné par Airbus et financé par la Direction Générale de l'Aviation Civile (DGAC).

# Étude d'une loi de commande optimale pour le contrôle en température d'une structure de route solaire hybride

Nicolas LE TOUZ<sup>1,2</sup>, Jean DUMOULIN<sup>1,2</sup>, Jean-Michel PIAU<sup>3</sup>

<sup>1</sup> IFSTTAR, COSYS-SII, Route de Bouaye, F-44344, Bouguenais, France

<sup>2</sup> Inria, Équipe I4S, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes, France

<sup>3</sup> IFSTTAR, MAST-LAMES, Route de Bouaye, F-44344, Bouguenais, France

**Résumé** - L'étude présentée vise à optimiser la quantité d'énergie à apporter à une route solaire hybride pour éviter la formation de verglas en surface. La loi de commande optimale étudiée s'appuie sur un modèle multiphysique aux éléments finis, élaboré pour calculer le champ de température dans la structure dans des conditions environnementales variables. Une pénalisation des périodes de gel à la surface est introduite et l'énergie à fournir au système pour l'en préserver est calculée à partir de la méthode de l'état adjoint. Les résultats obtenus pour trois localisations en France (*i.e.* climats) sont discutés et analysés.

## Nomenclature

$B$	luminance énergétique d'un corps noir [W.m <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup> ]	$\kappa$	coefficient d'absorption [m <sup>-1</sup> ]
$h$	coefficient d'échange [W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\lambda$	longueur d'onde [μm]
$k$	conductivité thermique [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\Omega$	domaine spatial étudié
$L$	luminance énergétique [W.m <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup> ]	$\Phi_s$	flux solaire [W.m <sup>-2</sup> ]
$\mathbf{n}$	normale extérieure	$\rho c$	capacité thermique [J.m <sup>-3</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$t$	temps [s]	$\sigma$	coefficient de diffusion [m <sup>-1</sup> ]
$T$	température [K]	$\vartheta$	direction dans la sphère unité
$T_{\min}$	seuil de température [K]	$a, c$	indices relatifs à l'air et au ciel
$\varepsilon$	émissivité	$\nu$	fréquence [Hz]

## 1. Introduction

Dans le cadre de la transition énergétique (*i. e.* économie d'énergie et diminution de la consommation en énergies fossiles), de nombreuses études et développements ont été conduits sur l'utilisation des énergies renouvelables (eau, vent, solaire, vagues). La présente étude s'intéresse aux structures routières. Les routes sont soumises à deux phénomènes pouvant donner lieu à de la récupération d'énergie : le roulement des véhicules et les apports du rayonnement solaire [1]. Des solutions ont été envisagées pour en récupérer une partie. L'énergie provenant de la contrainte exercée par des camions et l'énergie cinétique peuvent ainsi être converties en énergie électrique avec des générateurs piézoélectriques [2, 3] ou électromagnétiques [2, 4]. L'énergie apportée par le rayonnement solaire peut également être convertie en énergie électrique par des cellules photovoltaïques [1] ou thermique par un fluide caloporteur [5] circulant dans des canaux enfouis dans la structure. Une variante consistant en l'ajout d'une couche de surface semi-transparente peut aussi être mise en œuvre [6]. Ces méthodes de récupération d'énergie thermique présentent aussi l'avantage de réduire la température en surface (qui peut atteindre 70 °C en été) et ainsi limiter l'orniérage provoqué par la perte de rigidité des matériaux bitumineux avec la température [7]. La circulation de fluide chaud peut aussi produire l'effet inverse en hiver en réchauffant la surface de la chaussée [8], fonction dégivrage intégrée [9].



Pour optimiser les possibilités de récupération d'énergie, sans modifier lourdement les techniques de construction, nous étudions ici une solution utilisant un fluide caloporteur circulant dans une couche intermédiaire drainante (couche de liaison) en-dessous de la couche de roulement sur laquelle circulent les véhicules. Un modèle permettant de déterminer le comportement thermique de cette structure avec la méthode des éléments finis a déjà été présenté dans des études précédentes [10, 11]. Ce modèle permet notamment de prédire les périodes durant lesquelles le risque de gel à la surface est le plus important. Pour réguler en température le système, nous introduisons un problème de minimisation prenant en compte à la fois l'écart en température, sur la surface, par rapport à un seuil donné, ainsi que les apports en énergie à fournir au fluide pour maintenir hors gel la surface. Ce problème de minimisation est résolu avec la méthode de l'état adjoint, en réutilisant le modèle direct. Une application de notre méthode de régulation est présentée. Les effets du seuil de température minimal sur les dépenses énergétiques et le risque de gel sont discutés. Des conclusions et perspectives sont proposées.

## 2. Concept de route solaire hybride et paramètres de calcul

Nous introduisons ici le concept de chaussée routière hybride, système multicouche pour lequel les deux premières couches en partant de la surface font l'objet de modifications.

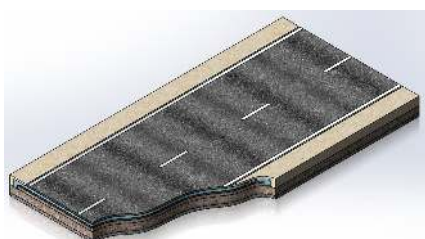


Figure 1: Structure étudiée

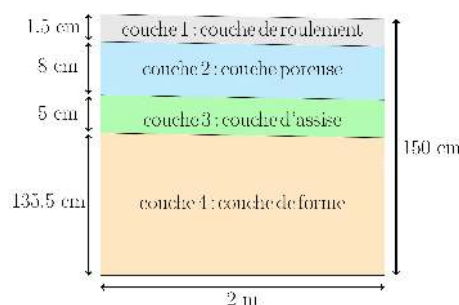


Figure 2: Schéma de la structure

La figure 2 présente une vue en coupe de la géométrie de chaussée étudiée. La couche 1 peut être semi-transparente ou opaque. La couche 2 est opaque et poreuse : un fluide s'écoule à l'intérieur dans son épaisseur et selon le sens de la largeur de la chaussée, sous l'effet du dévers imposé à la construction des chaussées. Les couches 3 et 4 sont opaques.

La géométrie du cas d'étude (Route de 5<sup>ème</sup> Génération - R5G) présenté dans cet article consiste en une portion de chaussée de 2 m de largeur et 1.5 m d'épaisseur. Les propriétés thermiques prises en considérations sont reportées dans le tableau 1.

	couche 1	couche 2	couche 3	couche 4	fluide
$k$ [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ]	0.85	1.03	1.40	1.10	0.60
$\rho c$ [ $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}$ ]	$2.27 \times 10^6$	$1.84 \times 10^6$	$2.25 \times 10^6$	$2.30 \times 10^6$	$4.18 \times 10^6$

Tableau 1: Propriétés thermiques utilisées [8, 12, 13]

Les propriétés optiques de la couche semi-transparente varient selon la longueur d'onde du rayonnement. En première approche, nous considérons les coefficients d'absorption donnés par [14], adaptés en les étendant entre 0 et  $0.5 \mu\text{m}$  et au-delà de  $50 \mu\text{m}$ , et listés dans le tableau 2. Cette extension des valeurs de [14] correspond au cas d'un matériau idéal, c'est-à-dire transparent aux faibles longueurs d'onde et complètement opaque aux grandes longueurs d'ondes, la valeur  $+\infty$  faisant alors référence à un matériau complètement opaque aux longueurs d'onde mentionnées. Le revêtement semi-transparent étant très diffusant, nous choisissons un coefficient de diffusion égal à  $10 \text{ m}^{-1}$ . Au-delà d'une longueur d'onde égale à  $2.7 \mu\text{m}$ , les valeurs du

coefficient d'absorption sont telles que la majeure partie du rayonnement est absorbée aussitôt que celui-ci parvient en surface du matériau semi-transparent. Nous considérons donc que le matériau semi-transparent est opaque pour ces longueurs d'onde. De plus, pour  $\lambda > 2.7\mu\text{m}$ , nous considérons  $\varepsilon = 0.96$ .

$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\lambda < 0.5$	$0.5 \leq \lambda < 2.7$	$2.7 \leq \lambda < 4.5$	$4.5 \leq \lambda < 50$	$\lambda \geq 50$
$\kappa_\lambda$ [ $\text{m}^{-1}$ ]	0	10	1000	5000	$+\infty$
$\sigma_\lambda$ [ $\text{m}^{-1}$ ]	10	10	10	10	

Tableau 2: *Propriétés optiques du matériau semi-transparent adaptées de [14]*

Les conditions aux limites prises en considération sont les échanges convectifs avec l'air (température de l'air  $T_a$ ), les échanges radiatifs avec l'environnement (température de ciel  $T_c$ ) et les apports solaires  $\Phi_s$ . Le coefficient d'échange convectif avec l'air ( $h$ ) est estimé d'après la corrélation de McAdams par  $h = 5.7 + 3.8 \times V_w$  si la vitesse du vent  $V_w < 5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $h = 6.47 \times V_w^{0.78}$  si  $V_w \geq 5 \text{ m.s}^{-1}$ . La vitesse d'écoulement, au sens de Darcy, est supposée constante, égale à  $1.0 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ , proche des valeurs utilisées par [8].

### 3. Modélisation éléments finis des phénomènes

Nous rappelons ici les principaux aspects du modèle multiphysique direct résolu avec la méthode des éléments finis, détaillé dans [10, 11]. La résolution de l'équation de la chaleur avec la méthode des éléments finis est un problème classique largement traité dans la littérature [13, 15]. La surface est soumise à des échanges convectifs et radiatifs avec son environnement et des apports solaires, les autres frontières sont supposées adiabatiques. L'équation de la chaleur et les conditions aux limites s'écrivent, pour les couches 1, 3 et 4, sous la forme (1).

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot [k \nabla T] + q & \text{sur le domaine } \Omega \\ k \nabla T \cdot \mathbf{n} = \begin{cases} \Phi_s + h(T_a - T) + \varepsilon \sigma (T_c^4 - T^4) & \text{à la surface} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

Le terme source  $q$  provient de l'absorption du rayonnement solaire par la couche semi-transparente. De plus, nous supposons que la couche drainante, de porosité  $\varphi$ , est entièrement saturée de fluide à la température  $T_f$ . L'écoulement est alors régi par la loi de Darcy. Deux champs de température sont utilisés : un premier pour le solide, défini sur tout le domaine étudié, noté  $T$ , et le second pour le fluide, défini seulement pour la phase fluide, noté  $T_f$ . L'écriture de l'équation de la chaleur au niveau microscopique, sur chaque pore et l'utilisation d'un volume élémentaire représentatif permettent d'obtenir un système couplé d'équations mettant en jeu les valeurs moyennes, sur chaque volume élémentaire représentatif, des deux champs de température. Le système obtenu s'écrit, sous les hypothèses d'écoulement stationnaire et de vitesse de pore faible et uniforme [16, 17] :

$$(1 - \varphi) \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = (1 - \varphi) \nabla \cdot [k \nabla T] + h_{fs} a_{fs} (T_f - T) \quad (2)$$

$$\varphi \rho_f c_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f c_f u \cdot \nabla T_f = \varphi \nabla \cdot [k_f \nabla T_f] + h_{fs} a_{fs} (T - T_f) \quad (3)$$

Avec  $h_{fs}$  un coefficient d'échange vérifiant [17]  $\frac{1}{h_{fs}} = \frac{d_P}{Nu_{fs} k_f} + \frac{d_P}{\beta k}$ , et  $a_{fs}$  la surface spécifique (surface par unité de volume) donnée par  $a_{fs} = \frac{6(1-\varphi)}{d_P}$  avec  $d_P$  la taille des granulats,  $Nu_{fs}$  le nombre de Nusselt et  $\beta$  une constante.

L'équation (3) est hyperbolique à cause du terme d'advection. Pour éviter l'apparition d'oscillations non physiques lors de la résolution numérique, nous utilisons une formulation de

Petrov-Galerkin (ajout d'un terme de diffusion numérique aux fonctions d'interpolation [18]). Par ailleurs, les effets des transferts radiatifs se produisant dans le revêtement semi-transparent sont régis par l'équation de transfert radiatif qui permet de déterminer le champ de luminance énergétique (flux radiatif directionnel) connaissant les propriétés optiques du domaine. L'équation de transfert radiatif s'écrit [19] :

$$\boldsymbol{\vartheta} \cdot \nabla L_\nu = -(\kappa_\nu + \sigma_\nu)L_\nu + \kappa_\nu B_\nu(T) + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_{4\pi} p_\nu(\tilde{\boldsymbol{\vartheta}}, \boldsymbol{\vartheta}) L_\nu d\tilde{\boldsymbol{\vartheta}} \quad (4)$$

Les dimensions du domaine sont telles que l'équilibre radiatif est atteint quasi instantanément, le terme transitoire peut donc être négligé. Concernant les conditions aux limites, la luminance, aux frontières d'entrée, provient des contributions du rayonnement solaire pour l'interface avec l'extérieur. En effet, compte tenu des propriétés optiques utilisées dans cette étude, le rayonnement atmosphérique ainsi que celui des paroi opaques s'effectue à plus de 99.9 % à des longueurs d'onde pour lesquelles la couche de surface est opaque.

Deux discrétisations sont réalisées, en direction d'abord, avec la méthode des ordonnées discrètes, puis en espace avec la méthode des éléments finis et la formulation de Petrov-Galerkin. La luminance énergétique s'obtient en résolvant un système linéaire pouvant s'écrire sous la forme [10] :

$$(T_h + M_h(\kappa_\nu) + S_h(\sigma_\nu + R_h(\rho_\nu))) L_\nu = M_h(\kappa_\nu) B_\nu + Q_h G_\nu \quad (5)$$

L'énergie absorbée dans le milieu semi-transparent et aux interfaces avec le milieu poreux peut alors être déterminée [19]. Pour finir, la résolution temporelle du problème couplé est réalisée avec un schéma de Crank-Nicolson pour un maillage avec des éléments  $\mathcal{P}_1$ . À chaque pas de temps, l'équation de transfert radiatif (5) est d'abord résolue afin d'obtenir la luminance en chaque nœud spatial et directionnel. Les termes sources provenant de l'absorption du rayonnement sont ensuite calculés et réinjectés dans l'équation de la diffusion thermique, afin de prendre en compte les effets de la couche semi-transparente. Le champ de température 2D au pas de temps suivant est alors calculé en résolvant simultanément les équations (1), (2) et (3).

#### 4. Loi de commande pour la température d'entrée du fluide

Nous présentons dans ce paragraphe la méthode de contrôle optimal étudiée pour piloter en température une telle structure. Nous considérons ici des conditions hivernales. La température d'entrée du fluide  $T_{f,in}$  doit être optimisée de façon à remplir deux objectifs : d'une part, la température à la surface de la chaussée doit être supérieure à un seuil donné, noté ici  $T_{min}$ , afin de prévenir de la formation de verglas, et d'autre part, l'énergie à fournir au fluide pour le réchauffer doit être minimale. Nous introduisons une fonctionnelle  $J$  composée de deux termes : un terme de résidu pour prendre en compte l'écart entre la température  $T_{min}$  et la température  $T$  à la surface  $S$  lorsque celui-ci est positif, et un terme de régularisation de Tikhonov, établi à partir de la température du fluide  $T_{f,ref}$  (source non chauffée), ce qui permet de faire correspondre ce terme à la dépense en énergie :

$$J = \frac{1}{2} \int_t \int_S ((T_{min} - T)^+)^2 dS dt + \frac{\epsilon}{2} \int_t (T_{f,in} - T_{f,ref})^2 dt \quad (6)$$

Où  $(\cdot)^+$  représente la partie positive :  $(a)^+ = \max(a, 0)$ . Nous notons  $\mathcal{M} = L^2(S, [0, t_a])$  l'espace des mesures où  $t_a$  est l'horizon temporel, et  $\|\cdot\|_{\mathcal{M}}$  la norme associée au produit scalaire usuel sur  $\mathcal{M}$ ,  $\mathcal{U} = L^2([0, t_a])$  est l'espace des paramètres et  $\|\cdot\|_{\mathcal{U}}$  la norme associée au produit scalaire usuel sur  $\mathcal{U}$ . La fonctionnelle  $J$  se réécrit :

$$J = \frac{1}{2} \|(T_{min} - T)^+\|_{\mathcal{M}}^2 + \frac{\epsilon}{2} \|T_{f,in} - T_{f,ref}\|_{\mathcal{U}}^2 \quad (7)$$

Cette fonctionnelle est ici minimisée avec la méthode du gradient conjugué, qui nécessite de connaître le gradient de  $J$ . Le terme de Tikhonov faisant apparaître explicitement l'inconnue  $T_{f,in}$ , le calcul du gradient de ce terme est immédiat. Pour le terme de résidu, nous utilisons la méthode de l'état adjoint afin de l'exprimer dans l'espace des paramètres  $\mathcal{U}$ . À partir du problème direct (équations (1) à (4)), les effets de variations infinitésimales de la température d'entrée du fluide sur le champ de température dans la structure peuvent être exprimés avec le modèle linéaire tangent. Étant donnée la linéarité du problème direct, ces deux problèmes sont équivalents. Le problème adjoint (8) s'en déduit. Ces équations sont valables pour le domaine complet, avec  $\varphi = 0$  pour les matériaux non-poreux. Nous notons également  $\Omega$  le domaine complet et  $\Omega_f$  le sous-domaine composé de matériaux poreux. Les exposants \* correspondent à la solution du problème adjoint et  $\delta T$  et  $\delta T_f$  sont les solutions du problème linéaire tangent.

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} -(1-\varphi)\rho C_p \frac{\partial \delta T^*}{\partial t} - (1-\varphi)\nabla \cdot (k\nabla \delta T^*) = (T_{\min} - T)^+ \delta_S + \begin{cases} h(\delta T_f^* - \delta T^*) & \text{sur } \Omega_f \\ 0 & \text{sur } \Omega \setminus \Omega_f \end{cases} \\ \delta T^*(t = t_a) = 0 \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} k\nabla \delta T^* \cdot \mathbf{n} = -(h_{\text{conv}} + h_{\text{rad}})\delta T^* \\ k\nabla \delta T^* \cdot \mathbf{n} = 0 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{sur } S \\ \text{sur } \partial\Omega \setminus S \end{array} \\ \left\{ \begin{array}{l} -\varphi(\rho C_p)_f \frac{\partial \delta T_f^*}{\partial t} - (\rho C_p)_f \mathbf{u} \cdot \nabla \delta T_f^* - \nabla \cdot (k_f \nabla \delta T_f^*) = h(\delta T^* - \delta T_f^*) \\ \delta T_f^*(t = t_a) = 0 \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} \delta T_f^* = 0 \\ k_f \nabla \delta T_f^* \cdot \mathbf{n} = -(\rho c)_f \delta T_f^* \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{sur } \Gamma_{f,in} \\ \text{sur } \partial\Omega_f \setminus \Gamma_{f,in} \end{array} \end{array} \right. \quad (8)$$

$\delta_S$  est la fonction de Heaviside pour la surface. Le problème adjoint a la même structure que le problème direct. La méthode des éléments finis peut donc être utilisée pour la résolution du problème adjoint de la même façon qu'elle l'a été pour le problème direct. On peut montrer que le gradient de la fonctionnelle s'écrit :

$$J'(\delta T_{f,in})\delta \tilde{T}_{f,in} = - \int_{t=0}^{t_a} \int_{\Gamma_{f,in}} \delta \tilde{T}_{f,in} \left( k_f \nabla \delta T_f^* \cdot \mathbf{n} + (\rho C_p)_f \delta T_f^* \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \right) dS dt + \epsilon \int_{t=0}^{t_a} \delta \tilde{T}_{f,in} (T_{f,in} - T_{f,ref}) dt \quad (9)$$

La connaissance de la solution du problème direct et du problème adjoint permettent ainsi de connaître respectivement les gradients des termes de Tikhonov et du terme de résidu. La méthode du gradient conjugué peut donc être appliquée au problème de minimisation.

## 5. Application à la prévention du gel

Nous présentons dans cette partie l'application de la résolution du problème d'optimisation à la prévention de la formation de glace à la surface de la chaussée. Le choix du seuil de température et les résultats associés sont ensuite étudiés et discutés.

### 5.1. Seuil de température

En première approche, le seuil de température en-dessous duquel on souhaite que la température de surface ne descende pas peut être considéré constant, égal à une valeur positive avec une marge de sécurité. On peut par exemple considérer  $T_{\text{seuil}} = 4^\circ\text{C}$ . Le verglas qui se forme à la surface des routes provient de la solidification de la vapeur d'eau contenue dans l'air : la température de l'air qui diminue, généralement pendant la nuit, atteint son point de givrage et

provoque ainsi la formation de glace. Un autre seuil peut donc être choisi en s'appuyant sur ce point de givrage, lorsque la température de l'air est négative, en appliquant, là aussi, un coefficient de sécurité. Le point de givrage  $T_g$  peut s'obtenir à partir de la pression partielle en vapeur d'eau  $p_{\text{eau}}$  par la corrélation suivante [20] :

$$T_g = \frac{c_g \ln(p_{\text{eau}}/a_g)}{b_g - \ln(p_{\text{eau}}/a_g)} \quad (10)$$

Avec  $a_g = 6.1115$ ,  $b_g = 22.452$  et  $c_g = 272.55\text{K}$ .

Nous proposons d'étudier les effets de deux seuils de température, le premier constant :  $T_{\text{seuil},1} = 4^\circ\text{C}$ , et le second s'appuyant sur le point de givrage :  $T_{\text{seuil},2} = \min(4, T_g + 4)$ .

Nous travaillons avec les données météorologiques horaires sur une durée annuelle issues de la RT 2012, d'Energy Plus [21] ou de Meteonorm [22] avec, en l'absence de contrôle de la température d'entrée du fluide,  $T_{\text{f,ref}} = 13^\circ\text{C}$ . Nous considérons que ces données météorologiques coïncident avec les prévisions climatiques. Le calcul de la température d'entrée du fluide se fait alors de la manière suivante : à chaque étape du calcul, l'état thermique initial du système est supposé connu. En première approche, afin de prendre en considération la constante de temps thermique d'un tel système, nous utilisons des prédictions météorologiques sur 96 heures. Elles nous permettent de calculer l'évolution de la température d'injection du fluide par résolution du problème de minimisation. Une actualisation de la prédiction est alors faite à un pas de temps pré-déterminé. Dans le cadre de cette étude nous utilisons un pas de temps pour l'actualisation de 24 heures. Cette procédure est appliquée sur une année.

Nous représentons sur la figure 3 les principales données météorologiques pour un mois d'hiver à Nancy. L'application du modèle direct permet d'obtenir la température minimale en surface à chaque pas de temps, représentée sur la figure 4, tout comme les seuils de température. La résolution du problème d'optimisation permet de calculer la température d'entrée du fluide optimale, représentée sur la figure 5. Pour les deux cas étudiés, la température de surface reste bien supérieure au seuil donné, et descend jusqu'au seuil lorsque les conditions météorologiques sont défavorables. En particulier, le seuil pour la température de givrage étant plus bas que le seuil fixe, la température d'entrée du fluide est globalement plus basse en prenant en compte le point de givrage. L'objectif de préserver la surface de la formation de gel est dans les deux cas rempli mais le besoin en chauffage pour le fluide est moindre pour le seuil  $T_g + 4$ . Le maximum de température d'entrée du fluide passe ainsi d'environ  $65$  à  $30^\circ\text{C}$ . Cette diminution du maximum de température d'entrée du fluide permet, outre l'économie d'énergie qui est induite, de prévenir d'une dégradation de la chaussée à cause de la température d'injection du fluide qui serait alors trop élevée. Cette procédure est répétée pour deux autres villes, soumises à d'autres climats : Rennes et Aix-en-Provence. Une comparaison portant sur l'énergie nécessaire pour chauffer le fluide ainsi que sur la température maximale d'injection du fluide est présentée sur le tableau 3. L'énergie par unité de surface  $E$  nécessaire au chauffage du fluide est calculée en intégrant la différence de température entre  $T_{\text{f,in}}$  et la température calculée tout en prenant en compte la surface  $S$  à maintenir hors gel :

$$E = \frac{1}{S} \int_t \dot{m} \rho c_p (T_{\text{f,in}} - T_{\text{f,ref}}) dt \quad (11)$$

L'humidité joue un rôle important sur le seuil de température. En effet, le climat océanique de Rennes fait que le point de givrage descend moins bas qu'à Nancy, ville au climat globalement plus sec. Le risque de formation de glace à des températures un peu en-dessous de  $0^\circ$  est ainsi plus important à Rennes qu'à Nancy. L'effet du seuil de température se fait donc moins ressentir avec un gain en énergie à apporter au fluide de  $22.5\%$  avec le second seuil par rapport au

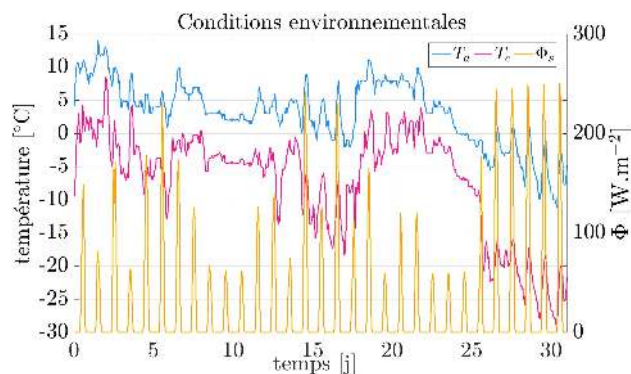


Figure 3: Conditions climatiques

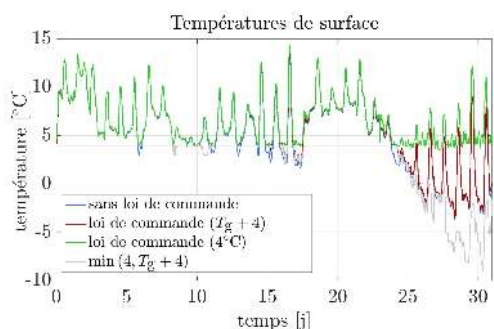


Figure 4: Température minimale de surface

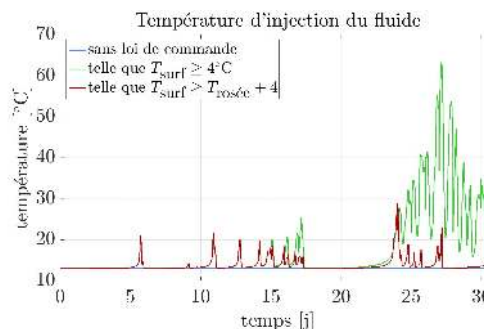


Figure 5: Température d'injection du fluide

ville	$T_{\min} = 4^{\circ}\text{C}$ [kWh/m <sup>2</sup> ]	$T_{\min} = \min(4^{\circ}\text{C}, T_g + 4)$ [kWh/m <sup>2</sup> ]	gain [%]
Aix-en-Provence	78.15	28.19	63.9 %
Nancy	198.55	54.99	72.3 %
Rennes	56.12	43.50	22.5 %

Tableau 3: Bilan énergétique pour Aix-en-Provence, Nancy et Rennes

premier à Rennes contre 72.3 % à Nancy. Le climat méditerranéen d'Aix-en-Provence fait que l'humidité y est globalement inférieure par rapport à Rennes. On retrouve ainsi un écart sur l'énergie dépensée pour chauffer le fluide de près de 64 % entre les deux seuils de température.

## 6. Conclusion et perspectives

Dans cette étude, nous avons présenté le concept de route solaire hybride ainsi que sa modélisation multiphysique combinant diffusion thermique, convection hydraulique et transferts radiatifs. Un couplage utilisant la méthode des éléments finis a été mis en place pour déterminer à tout instant l'état thermique du système connaissant les conditions environnementales. Une loi de commande a été présentée pour réguler en température notre structure. La température d'entrée du fluide à l'intérieur de la route solaire hybride a été optimisée avec la méthode de l'état adjoint, en se basant sur le modèle numérique présenté précédemment, de façon à préserver la surface de la formation de glace, en maintenant la surface à une température supérieure à

un seuil donné. Afin de réduire la consommation en énergie, il n'est pas nécessaire que ce seuil soit constant : une prise en compte de l'humidité de l'air permet de prévenir de la formation du gel dans certains cas lorsque la température de surface devient négative. En perspective, d'autres systèmes de régulation de la température des chaussées pourront être étudiés et modélisés, en particulier avec du chauffage électrique ou avec du fluide circulant dans des tubes.

## Références

- [1] F. Duarte et A. Ferreira, *Energy harvesting on road pavements : state of the art*, Proceedings of the institution of civil engineers, Vol. 169, pp. 79-90, 2016
- [2] S. P. Beeby, M. J. Tudor et N. M. White, *Energy harvesting vibration sources for microsystems applications*, Meas. Sci. Technol., Vol. 17, pp. R175-R195, 2006
- [3] H. Zhao, J. Yu et J. Ling, *Finite element analysis of Cymbal piezoelectric transducers for harvesting energy from asphalt pavement*, Journal of the Ceramic Society of Japan, Vol. 118, No. 10, pp. 909-915, 2010
- [4] E. Arroyo et A. Badel, *Electromagnetic vibration energy harvesting device optimization by synchronous energy extraction*, Sensors and Actuators A, Vol. 171, pp. 266-273, 2011
- [5] R. B. Mallick, B.-L. Chen et S. Bhowmick, *Harvesting energy from asphalt pavements and reducing the heat island effect*, International Journal of Sustainable Engineering, Vol. 2, No. 3, pp. 214-228, 2009
- [6] [http://www.ifsttar.fr/fileadmin/redaction/5\\_ressources-en-ligne/Communication/Espace\\_presse/Dossiers\\_de\\_presse/Route\\_solaire\\_Fr.pdf](http://www.ifsttar.fr/fileadmin/redaction/5_ressources-en-ligne/Communication/Espace_presse/Dossiers_de_presse/Route_solaire_Fr.pdf)
- [7] W. T. Van Bijsterveld, L. J. M. Houben, A. Scarpas et A. A. A. Molenaar, *Using Pavement as Solar Collector - Effect on Pavement Temperature and Structural Response*, Transportation Research Record 1778, Paper No. 01-2795, pp. 140-148, 2001
- [8] S. Asfour, F. Bernardin, E. Toussaint et J.-M. Piau, *Hydrothermal modeling of porous pavement for its surface de-freezing*, Applied Thermal Engineering, Vol. 107, pp. 493-500, 2016
- [9] X. Liu, S. J. Rees et J. D. Spitler, *Modeling snow melting on heated pavement surfaces. Part I : Model development*, Applied Thermal Engineering, Vol. 27, pp. 1115-1124, 2007
- [10] N. Le Touz, J. Dumoulin et J.-M. Piau, *Étude numérique de la résolution du couplage convection/radiation/diffusion dans une structure de chaussée hybride*, Actes du congrès français de thermique, 2017
- [11] N. Le Touz, T. Toullier et J. Dumoulin, *Infrared thermography applied to the study of heated and solar pavement : from numerical modeling to small scale laboratory experiment*, Proceedings of SPIE, 2017
- [12] F. P. Incropera et D. P. DeWitt, *Fundamentals of heat and mass transfer*, troisième édition, Wiley, 1990
- [13] J. Taine, F. Enguehard et E. Iacona, *Transferts thermiques, introduction aux transferts d'énergie*, 5<sup>ème</sup> édition, Dunod, 2014
- [14] T. H. Ping et M. Lallemand, *Transient radiative-conductive heat transfer in flat glasses submitted to temperature, flux and mixed boundary conditions*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32, No. 5, pp. 795-810, 1989
- [15] D. K. Gartling et J. N. Reddy, *The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics, Third Edition*, CRC Press, 2010
- [16] A. Bejan, I. Dincer, S. Lorente, A. F. Miguel et A. H. Reis, *Porous and Complex Flow Structures in Modern Technologies*, Springer-Verlag New York, 1<sup>ère</sup> édition, 2004
- [17] D.A. Nield et A. Bejan, *Convection in porous media*, Springer, 4<sup>ème</sup> édition, 2013
- [18] C. Johnson, *Numerical solution of partial differential equations by the finite element method*, 1<sup>ère</sup> édition, Cambridge University Press, 1987
- [19] J.R. Howell, R. Siegel et M.P. Pinar, *Thermal radiation heat transfer*, CRC Press, 5<sup>ème</sup> édition, 2010
- [20] Buck, A. L., *New equations for computing vapor pressure and enhancement factor*, Journal of Applied Meteorology, Vol. 20, pp. 1527-1532, 1981
- [21] <https://energyplus.net/weather>
- [22] <http://www.meteonorm.com/>

## Remerciements

Ministère de la Transition Ecologique et Solidaire (MTES) pour son soutien - Contrat DGITM N° 17/389.

# Etude de l'ablation d'une surface solide par un jet chaud.

Célien Zacharie<sup>1</sup>, Nicolas RIMBERT<sup>1</sup>, Miloud HADJ ACHOUR<sup>1</sup>, Frédéric PAYOT<sup>2</sup>, Alexandre LECOANET<sup>2</sup>, Michel GRADECK<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

<sup>2</sup>CEA/DEN/CAD/SESI/LSMR/Bât. 212, 13108 Saint Paul Lez Durance Cedex, France

\*(auteur correspondant : celien.zacharie@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Cet article traite de l'ablation d'une structure solide impactée par un jet de liquide chaud. Ce type de phénomène peut survenir lors d'un accident nucléaire grave avec fusion du cœur comme dans les accidents survenus à Three Mile Island ou à Fukushima. Selon le déroulement de tels accidents, un jet de corium à haute température (>2000°C) peut impacter directement la cuve du réacteur et compromettre l'intégrité de la seconde barrière de confinement. L'occurrence de ce phénomène est prise en compte dans les scénarios de sûreté nucléaire du projet de réacteur européen à neutrons rapides, ASTRID<sup>1</sup>. Pour ce réacteur de 4<sup>ème</sup> génération, la démonstration de sûreté intégrera la fusion hypothétique du cœur en s'appuyant sur des éléments de conception. Ainsi, plusieurs dispositifs de prévention et de mitigation des accidents graves existeront au sein du réacteur. En particulier, des tubes de déchargement relient le cœur fissile à un plateau récupérateur. En cas de fusion, le corium sera rapidement déchargé via ce chemin préférentiel et étalé sur ce plateau où il sera plus facile de le refroidir. La conception (matériau, géométrie et épaisseur) du récupérateur nécessite de prendre en compte la phénoménologie d'impact de jet. Dans notre étude, l'interaction du jet de corium avec le plateau récupérateur sera simulée en utilisant une analogie glace-eau ; l'idée étant de pouvoir visualiser en temps réel la cinétique d'ablation de la structure solide en utilisant de la glace transparente. Il a ainsi été possible de visualiser l'ablation, de mesurer la vitesse du front de fusion et enfin d'estimer le coefficient de transfert thermique pendant la formation de la cavité en utilisant un modèle analytique. Ce sont ces résultats qui seront exposés et analysés.

## Nomenclature

$C_p$	chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
$D$	diamètre, m	$\delta$	épaisseur, m
$H$	Hauteur de chute, cm	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$h_i$	enthalpie du milieu i, $J.kg^{-1}$	$\nu$	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$k$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$L$	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	$m$	ablation
$Pr$	nombre de Prandtl	$i$	interface entre les deux milieux
$q$	flux de chaleur, $W.m^{-2}$	$J$	jet
$T$	température, K	$mp$	fusion
$V$	vitesse, $m.s^{-1}$	$S$	solide
		$W$	paroi

## 1. Introduction

L'accident de Three Mile Island a démontré que la fusion du cœur d'un réacteur nucléaire était possible. Ce scénario est maintenant pris en compte dès la conception des futures centrales de 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> générations. Dans le projet de réacteur ASTRID<sup>1</sup> de type réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium (ESFR), des tubes de déchargement du corium ont été prévus pour

<sup>1</sup> Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration, réacteur de IV<sup>ème</sup> génération



vider le cœur fissile de son corium vers un dispositif de mitigation appelé le plateau récupérateur situé dans le fond de cuve (figure 1). Cependant, en raison de la différence de température de fusion entre le corium et le plateau (matière métallique), une fusion et ablation plus ou moins rapide de ce dispositif est possible.

Des expériences visant à caractériser expérimentalement l'ablation d'un solide par un jet de liquide ont déjà été faites par le passé [1], [2], par exemple des systèmes NaCl/Etain et  $Al_2O_3$ /Acier ont été étudiés. Pour ces expériences, un procédé de chauffage par induction permettait d'atteindre la fusion de l'alumine ( $Al_2O_3$ ) ou du sel ( $2054^\circ C$  et  $800^\circ C$ ) lesquels sont ensuite déversés sous forme de jet sur des parois d'étain ou d'acier, respectivement. Les paramètres importants dans ces essais sont : le débit volumique du jet injecté ( $Q_v$ ), la vitesse du jet, la température du jet ( $T_j$ ), la température de l'interface solide ( $T_s$ ), la durée du jet ( $t_j$ ), la distance entre la buse et l'interface solide ( $H$ ), l'angle d'inclinaison de la plaque ( $\theta_s$ ), la nature du jet et du solide donc leurs propriétés thermodynamiques, thermiques et dynamiques.

Ils ont notamment mis en évidence que lorsque la profondeur de la cavité formée dépassait 3 à 4 fois le diamètre du jet, la vitesse d'ablation diminuait fortement. Ce ralentissement est connu sous le nom de phénomène de « pool effect ». Dans cette situation, un bain liquide se forme dans la cavité qui, de par sa thermo-hydraulique différente de celle du jet, diminue le flux de chaleur à la paroi.

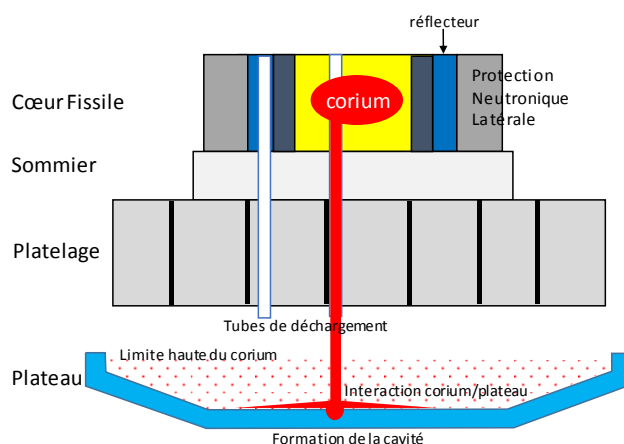
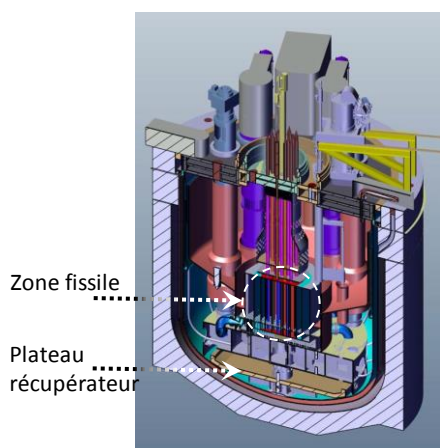


Figure 1 : Vue en coupe du réacteur ASTRID Figure 2 : Vue schématique du cœur et de l'interaction du jet de corium avec le plateau

Cette étude s'inscrit dans le cadre du projet européen Euratom H2020 (ESFR SMART<sup>2</sup>), il s'agit d'améliorer la connaissance sur le sujet et de développer une physique pour aider à la conception du plateau récupérateur (figures 1 et 2). Une expérience avec le système eau/glace est dans un premier temps mise en œuvre afin de mesurer la cinétique de l'ablation dans différentes conditions.

<sup>2</sup> European Sodium Fast Reactor Safety Measures Assessment and Research Tools

## 2. Analyse du problème et modélisation

### 2.1. Analyse des différents scénarios

En considérant deux milieux continus non miscibles même en cas de fusion, quatre scénarios sont envisageables vis-à-vis de l'impact de jet sur une structure solide, comme schématisés sur la figure 3. Ces configurations dépendent (i) de la température de fusion des matériaux, de la température du solide et du liquide et bien sûr (ii) des transferts thermiques, à savoir la conduction thermique dans le solide et la convection forcée du au liquide ; tous ces paramètres conditionnant la cinétique d'ablation (i.e vitesse d'ablation,  $V_m$ ). Comme nous supposons dans notre cas que la température du liquide ( $T_{J, \infty}$ ) est supérieure à la température de la paroi solide ( $T_W$ ), une couche limite thermique se développe entre les deux matériaux et, bien sûr, une couche limite dynamique:

- Cas 1: le jet de liquide, initialement à  $T_J$ , frappe la surface solide (initialement à  $T_S$ ) sans changement de phase. Cela signifie que la température du liquide reste supérieure à sa température de fusion ( $T_{J, mp}$ ) et que la température du solide reste inférieure à sa température de fusion ( $T_{S, mp}$ ).  $T_{J, \infty} > T_J > T_{J, mp}$ ,  $T_i = T_W > T_S$  et  $T_{S, mp} > T_S$

- Cas 2: lorsque le jet de liquide frappe la surface solide, son refroidissement suffit à abaisser sa température jusqu'à son point de fusion. Une croûte solide se forme au niveau de la paroi solide. Par conséquent,  $T_{J, \infty} > T_J > T_{J, 0}$  mais  $T_{J, 0} < T_{J, mp} < T_i = T_W < T_{S, mp}$

- Cas 3: lorsque le jet de liquide heurte la surface solide, son refroidissement n'est pas suffisant pour abaisser sa température jusqu'à son point de fusion mais le chauffage de la paroi solide est suffisant pour ablater le solide. Un cratère se forme au niveau de la paroi solide. L'interface entre les deux milieux est illustrée en noir épais sur la figure 3.

Par conséquent,  $T_{J, \infty} > T_J > T_{J, mp} > T_i > T_W > T_{S, mp}$

- Cas 4: lorsque le jet de liquide heurte la surface solide, son refroidissement suffit à abaisser sa température jusqu'à son point de fusion et, en même temps, le chauffage de la paroi suffit à la liquéfier. Un film liquide du solide fondu (en noir épais figure 3) se forme sous une croûte (en jaune sur la figure 3) due à la solidification partielle du jet.  $T_J < T_{J, mp} > T_i > T_W > T_{S, mp}$

Dans cet article, on s'intéressera uniquement au cas 3 dans lequel le flux de chaleur apporté est suffisant pour qu'il y ait un échauffement et un changement de phase de la structure solide sans formation de croûte.

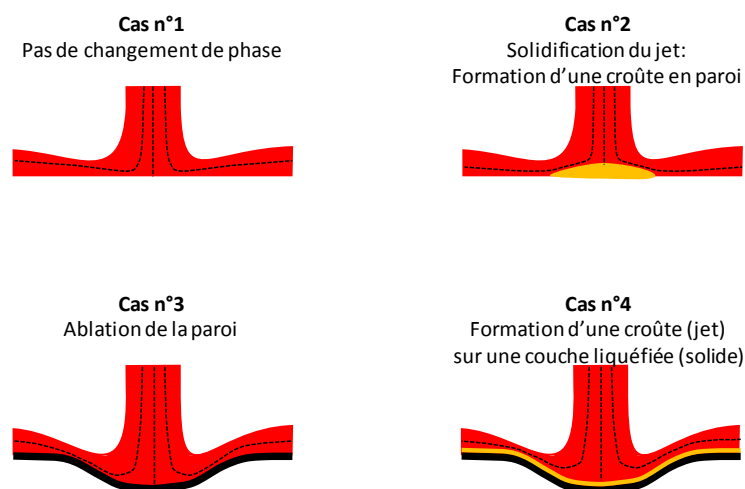


Figure 3 : scénarios envisagés lors de l'interaction liquide/solide

## 2.2. Modèle analytique visant à l'estimation de la cinétique d'ablation et des transferts

Les travaux de Swedish et al. [3] effectués sur l'ablation de différents solides par un jet chaud se sont basés sur le problème de Roberts [4] qui traitait de l'ablation d'un solide par un jet d'air chaud. Ils constituent l'une des premières études sur l'ablation par jet impactant. Swedish et al. [3] considèrent l'impact d'un jet laminaire sur une fine couche de liquide provenant de la fusion de la paroi solide. Le problème est résolu en considérant les équations classiques de quantité de mouvement, d'énergie et de continuité pour le jet et la couche ablatée en faisant l'hypothèse que le problème est stationnaire et l'épaisseur de la couche  $\delta$  constante ; cette couche de liquide provenant de la fusion du solide et non miscible avec le jet constitue une résistance thermique entre le jet et la paroi solide. L'approche de Swedish et al. [3] simplifie nettement le problème réel (cf figure 4) mais reste tout de même valide tant que le jet n'est pas noyé (i.e pas de « pool effect »). Les grandeurs physiques prises en compte dans ce modèle sont décrites figure 4. On considère un modèle 2D axisymétrique, sans mélange. La température  $T_i$  à l'interface des deux milieux n'est pas facile à mesurer, mais elle représente une grandeur essentielle pour pouvoir évaluer le flux de chaleur transmis par le jet, ce transfert de chaleur gouvernant la vitesse de fusion (ou d'ablation)  $V_m$ .

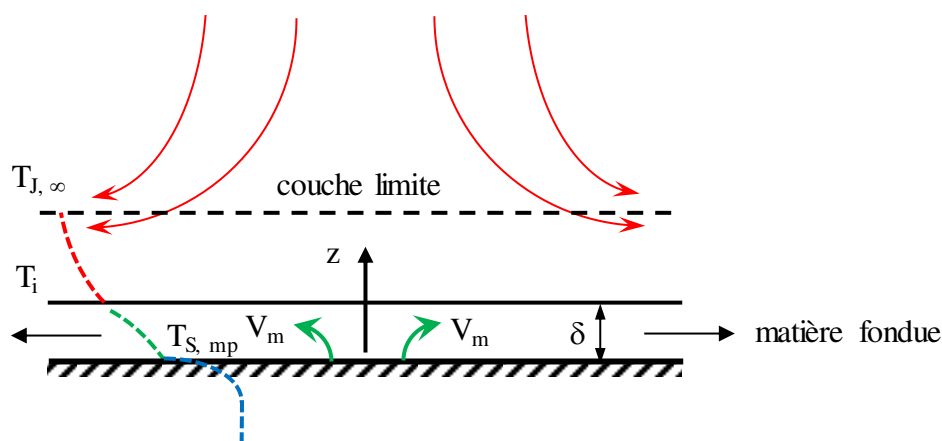


Figure 4 : vue schématique de l'ablation et grandeurs associées

Le modèle conduit à l'estimation de la vitesse d'ablation :

$$V_m = \frac{q}{\rho_S [L_{S,mp} + C_{p,S}(T_{S,mp} - T_S)]} = \frac{k_J (T_J - T_i) \sqrt{V_J / (\nu D_J)} \Pi'(0)}{\rho_S [L_{S,mp} + C_{p,S}(T_{S,mp} - T_S)]} \quad (1)$$

Ce modèle traduit le fait que l'énergie transmise par le fluide sert uniquement à porter le solide à sa température de fusion et le fondre.  $\Pi'(0)$  est le gradient de température adimensionnel en absence de fusion ; il est fonction du nombre de Prandtl du jet. Pour un jet d'eau, ce coefficient est estimé à  $0,553.Pr^{1/3}$ , [4]. Plus récemment, Sato et al. [1] ont exprimé la vitesse d'ablation en fonction du nombre de Reynolds du jet et de son nombre de Prandtl :

$$V_m = \frac{0,0152 \rho_J C_{p,J} V_J (T_J - T_{S,mp}) Re^{-0,08} Pr^{-0,2}}{\rho_S [L_{S,mp} + C_{p,S}(T_{S,mp} - T_S)]} \quad (2)$$

Si on applique les conditions de saut [5] entre la couche de liquide ablatée et la paroi solide à la température  $T_{S,mp}$ , il est possible d'obtenir une relation similaire.

En effet, l'expression de la condition de saut pour une variable  $\alpha$  quelconque s'exprime [5]:

$$a_1(w - \vec{V}_1 \cdot \vec{n}_1) - a_2(w - \vec{V}_2 \cdot \vec{n}_2) = (\vec{\alpha}_1 - \vec{\alpha}_2) \cdot \vec{n}_1 \quad (3)$$

où  $a_i$  représente la grandeur extensive volumique dans la zone  $i$ ,  $w$  est la vitesse de l'interface,  $\vec{n}_1 = -\vec{n}_2 = \vec{n}$  est le vecteur normal à l'interface,  $\vec{V}_i$  est la vitesse du milieu  $i$  par rapport à l'interface,  $\vec{\alpha}_i$  est la densité de flux correspondant à la grandeur  $a_i$ .

Appliquée à l'enthalpie, la masse volumique et la qdm, on obtient respectivement (indice 1, couche ablatée et indice 2, solide) :

$$\rho_1 h_1 (V_m - V_{1n}) - \rho_2 h_2 V_m = q_1 - q_2 \quad (4)$$

$$\rho_1 (V_m - V_{1n}) - \rho_2 V_m = 0 \quad (5)$$

$$\rho_1 \vec{V}_1 (V_m - V_{1n}) = (\vec{\pi}_1 - \vec{\pi}_2) \cdot \vec{n} = (p_2 - p_1) \cdot \vec{n} \quad (6)$$

où  $h_i$  représente l'enthalpie du milieu  $i$ ,  $\vec{\pi}_i = -p\vec{I} + \vec{\tau}$  est le tenseur de Cauchy ( $p$ , la pression et  $\vec{\tau}$ , le tenseur des contraintes qu'on néglige).

L'équation (6) projetée sur la tangente ( $V_{1t} \cdot V_m = V_{1t} \cdot V_{1n}$ ) et l'équation (5) ( $V_{1n} \neq V_m$ ) permettent d'écrire  $V_{1t} = 0$ . Finalement, en combinant les équations (4) et (5), on obtient une expression de la vitesse d'ablation :

$$V_m = \frac{q_1 - q_2}{\rho_2 (h_1 - h_2)} \quad (7)$$

En considérant que  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_s$ , la différence d'enthalpie entre la couche ablatée (notée 1) et le solide (noté 2) n'est autre que  $L_{S,mp}$ . De plus, si on considère que le flux de chaleur  $q_2 = V_m \cdot \rho_s C_{p,s} (T_{S,mp} - T_S)$ , on obtient finalement :

$$V_m = \frac{q_1 - V_a \cdot \rho_s C_{p,s} (T_{S,mp} - T_S)}{\rho_s L_{S,mp}} \quad (8)$$

D'où l'expression de la vitesse d'ablation :

$$V_m = \frac{q_1}{\rho_s [L_{S,mp} + C_{p,s} (T_{S,mp} - T_S)]} \quad (9)$$

La densité de flux  $q_1$  peut être exprimée à l'aide d'une loi de Newton,  $h_{conv} (T_J - T_{S,mp})$  et le coefficient de convection déterminé par une corrélation du type  $Nu = Cte Re^\alpha \cdot Pr^\beta$  conduit à :

$$V_m = \frac{Cte Re^{\alpha-1} \cdot Pr^{\beta-1} \rho_J C_{p,J} V_J (T_J - T_{S,mp})}{\rho_s [L_{S,mp} + C_{p,s} (T_{S,mp} - T_S)]} \quad (10)$$

Cette dernière relation nous servira à estimer le nombre de Nu (i.e identification de  $Cte$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ ) connaissant la vitesse d'ablation. Précisons que le nombre de Reynolds est estimé à l'impact du jet, le diamètre du jet est corrigé tenant compte de l'accélération gravitaire qui diminue le diamètre (cette correction est mineure car  $H \sim 2\text{cm}$ ). La température  $T_S$  de la glace est aussi un

paramètre inconnu que nous n'avons pas mesuré mais que nous avons estimée à  $-5^{\circ}\text{C}$ . Il est à noter que la chaleur latente de fusion ( $L_{s,mp}=333 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ ) étant nettement plus importante que la chaleur sensible ( $C_{p,s}=2,06 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  à  $0^{\circ}\text{C}$ ), une erreur sur cette température n'engendre qu'un faible biais sur l'estimation du nombre de Nusselt.

### 3. Expériences et résultats

#### 3.1. Description de l'expérience

L'expérience « HAnSoLO<sup>3</sup> » mise en place au LEMTA vise dans un premier temps à pouvoir visualiser le front d'ablation formé par l'impact d'un jet d'eau chaude à température variable sur un parallélépipède de glace transparente, figure 5. Il est à noter que nous ne sommes pas strictement dans le cas de « deux milieux non miscibles » mais cette expérience est préliminaire à celle qui suivront avec des jets de métaux liquides. Pour produire de la glace transparente, il est nécessaire de dégazer l'eau se congelant tout en assurant un transfert de chaleur 1D ; ceci est assuré dans un moule parallélépipédique placé dans un congélateur et isolé sur ses quatre faces latérales tandis que la face supérieure sert à le remplir et à dégazer et la face inférieure (en métal conducteur) sert à extraire le flux et assurer une condition 1D (non représenté sur la figure 5).

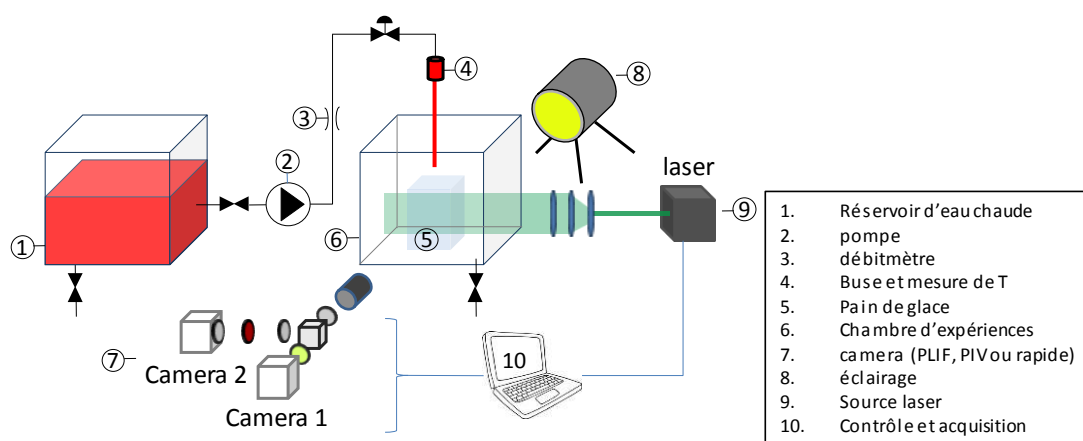


Figure 5 : vue schématique de l'expérience HAnSoLO

A l'heure actuelle, les dispositifs PLIF et PIV ne sont pas exploités et seule la visualisation rapide (utilisant une caméra Phantom v710) du front d'ablation est disponible. Pour les essais présentés ci-dessous, le diamètre de la buse est de 1mm ou 1,2mm, la température du jet est fixée à  $30^{\circ}\text{C}$ ,  $50^{\circ}\text{C}$  et  $70^{\circ}\text{C}$ , et les vitesses du jet  $V_j$  (tenant compte de la hauteur de chute) sont comprises entre  $2,5$  et  $11 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

#### 3.2. Analyse des résultats

Les visualisations ont permis de mettre en évidence trois régimes différents : un régime d'impact avec formation d'un film ruisselant, le splashing correspondant au début de la formation de la cavité, puis le « pool effect » dont le début correspond au moment où le ruisseau n'arrive plus à s'évacuer de la cavité. Une illustration de ces trois régimes est donnée figure 6. Notons qu'il n'est pas possible pour le moment d'accéder à l'épaisseur de film du ruisseau.

<sup>3</sup> Hot Ablation of SOLid by LIquid jet - Observations

Un traitement d'image utilisant le logiciel libre ImageJ permet d'obtenir la profondeur de la cavité en fonction du temps et finalement la vitesse d'ablation  $V_m$  (figure 7). Ensuite, nous procédons à une estimation non-linéaire afin d'identifier les paramètres  $Cte$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  et en déduire une corrélation du nombre de Nusselt valide dans les domaines  $2,55 < Pr < 5,42$  et  $3,8 \cdot 10^3 < Re < 1,2 \cdot 10^4$ . Ainsi dans le domaine de *splashing*, l'évaluation de la corrélation en utilisant les données expérimentales et l'équation (10) donne

$$Nu = 0,121 Re^{0,6} \cdot Pr^{0,8} \quad (11)$$

Cette corrélation est différente de celle de Sato et al. [1], ( $Nu = 0,0152 \cdot Re^{0,92} \cdot Pr^{0,8}$ ) dont le domaine de validation est différent (i.e.  $0,0095 < Pr < 0,20$  and  $4,1 \cdot 10^4 < Re < 4,9 \cdot 10^5$ ). Notons que la forme de la cavité obtenue par Sato et al. [1] est similaire à la forme que nous obtenons dans l'essai pris comme exemple, figure 8. Cependant la forme peut dépendre des conditions hydrodynamiques et de la température du jet.

Sur la figure 7, la vitesse d'ablation est constante pendant le régime de *splashing* et diminue progressivement lorsque le régime de « *pool effect* » est atteint.

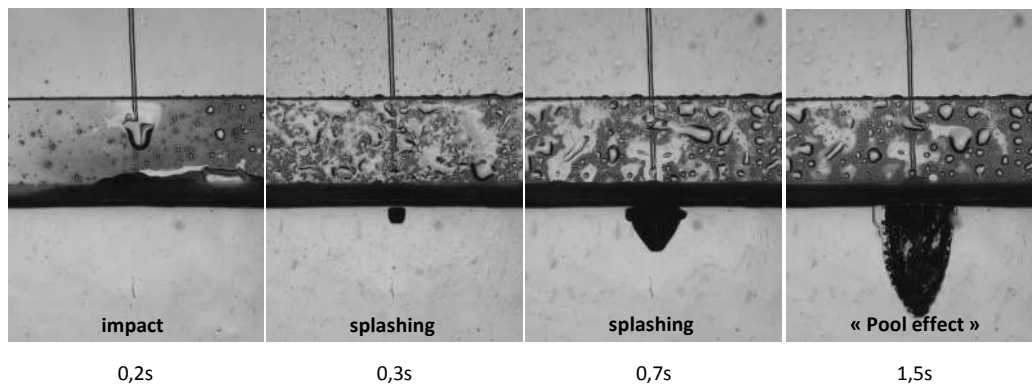


Figure 6 : exemples de visualisation,  $T_J = 70^\circ\text{C}$ ,  $V_J = 4,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $D_J = 1 \text{ mm}$

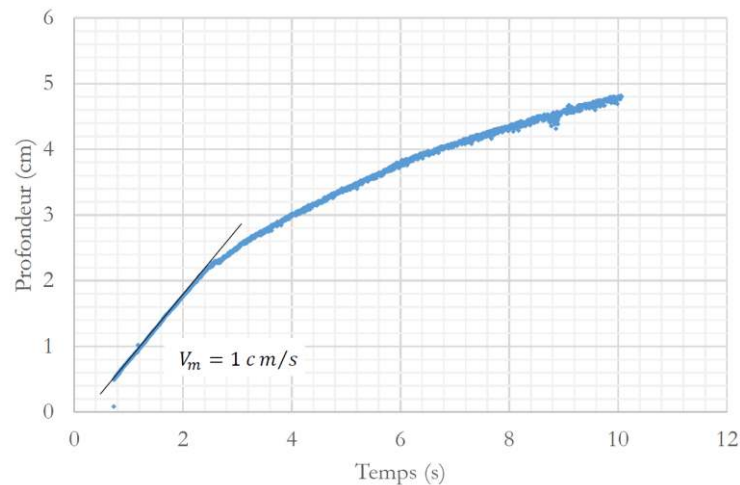


Figure 7 : profondeur et vitesse d'ablation,  $T_J = 70^\circ\text{C}$ ,  $V_J = 4,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $D_J = 1 \text{ mm}$



Figure 8 : forme de cavité obtenue par Sato et al. [1]

Jet étain/étain,  $T_j=350^{\circ}\text{C}$ ,  $V_j=4,8\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $D_j=10\text{mm}$ , épaisseur solide = 10cm

#### 4. Conclusion

Ce travail préliminaire vise à étudier la phénoménologie d'ablation d'une paroi par un jet chaud afin d'apporter des éléments à la conception du récupérateur de corium placé en fond de cuve du futur réacteur à neutron rapide refroidi au sodium ASTRID. Notons que dans le cas d'ASTRID, les nombres de Reynolds du jet de corium seraient supérieurs à  $10^5$  au lieu de  $10^3$  dans notre étude et les nombres de Prandtl inférieurs à 1, au lieu de 5 ici. Egalement, dans le cas réacteur le jet traverse une phase liquide (sodium) au lieu d'une phase gaz dans notre dispositif expérimental. Ces premiers essais avec l'expérience HANSOLO constituent une nouveauté car à notre connaissance, il n'existe pas de donnée sur la formation en temps réel de la cavité. De manière à se rapprocher des conditions « réacteur », des futurs essais sont planifiés avec des diamètres de jet plus grands, des nombres de Reynolds plus élevés, d'autres couples liquides/solides. Enfin, il nous apparaît également important de pouvoir modéliser l'hydrodynamique et les transferts dans la zone hors impact et pour cela, il faudra appréhender le problème du film ruisselant ascendant.

#### Références

- [1] K. Sato, A. Furutani, M. Saito, M. Isozaki, K. Sukanuma, S. Imahori, Melting attack of solid plates by a high temperature liquid jet [II] - Erosion behavior by a molten metal jet, Nuclear Engineering and Design, Vol. 132, Issue 2, 1991, Pages 171-186.
- [2] A. Furutani, S. Imahori, K. Sato, M. Saito, Erosion behavior of a solid plate by a liquid jet – effect of molten layer, Nuclear Engineering and Design, Volume, 132, 1991, Pages 153-169G.
- [3] M. Swedish, M. Epstein, and John H. Linehan et al. Surface ablation in the impingement region of a liquid jet, AIChE Journal, Vol. 25, 630–638, 1979.
- [4] L. Roberts, On the melting of a semi-infinite body of ice placed in a hot stream of air, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 4, 1958, pp 505-528.
- [5] J.-M. Delhaye, Jump conditions and entropy sources in two-phase systems, Local instant formulation, International Journal of Multiphase Flow, 1:395–409, 1974.

#### Remerciements



The research leading to these results has received funding from the Euratom research and training programme 2014-2018 under grant agreement No 754501



# Caractérisation expérimentale de la dynamique d'un jet pulsé de type DCJ couplé aux échanges thermiques : intensification des transferts de chaleur par convection

Claudia CADILE<sup>1,2\*</sup>, David LO JACONO<sup>2</sup>, Jean-Pierre FRADIN<sup>1</sup>, Gérald DEBENEST<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Icam, site de Toulouse

75 avenue de Grande Bretagne, 31300 Toulouse

<sup>2</sup>IMFT, UMR 5502

2 Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse

\*(auteur correspondant : claudia.cadile@icam.fr)

**Résumé** - Dans ce document, des expériences sont menées pour des mesures de vitesses d'air le long d'un plan bidimensionnel (2D) et des profils de températures à différentes positions axiales du système à jets pulsés. Ces travaux s'inscrivent dans la continuité de l'étude de faisabilité numérique sur la caractérisation du couplage entre l'hydrodynamique du jet pulsé, type DCJ (Dual Cool Jet), et les transferts thermiques. Le flux d'air entraîné généré induit un gain local d'intensification des transferts de chaleur, adapté au milieu confiné fermé.

## Nomenclature

$V_{rms}$	valeur efficace de la tension, V	$n$	nombre de points
$f$	fréquence, Hz	$T$	température, °C
$t$	temps, s	$Tu$	intensité turbulente
$U$	vitesse, m.s <sup>-1</sup>	$k$	norme de la vitesse, m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup>
$\tilde{x}_o, \tilde{z}_o$	position horizontale et verticale normée	$H$	hauteur DCJ, mm

## 1. Introduction

Face à l'augmentation des performances des composants électroniques et à leur miniaturisation, leur dissipation de chaleur est amplifiée et entraîne des problématiques de gestion thermique, qui deviennent des facteurs limitant dans le dimensionnement des cartes électroniques. Soumis à de fortes contraintes de confinement, de fiabilité et de durée de vie, les boîtiers électroniques, en système embarqué, sont actuellement gérés thermiquement par le biais de chemins conductifs, couplés au rayonnement et à la convection naturelle. Pour les optimiser, il devient nécessaire de trouver des systèmes innovants permettant de refroidir le système au niveau des parois externes ou localement. La principale problématique est l'intégration d'une nouvelle technologie dans un milieu extrêmement confiné, ne permettant d'introduire que des systèmes avec une taille la plus petite possible. Les appareils piézoélectriques micro-fluidiques peuvent constituer une alternative aux techniques de refroidissement classiques telles que les ventilateurs ou boucles diphasiques, interdits pour les applications embarquées [2, 3], qui répondent aux contraintes de réduction de volume et d'énergie, et d'augmentation de la durée de vie [4]. L'objet de notre étude concerne un système piézoélectrique de type Dual Cool Jet (DCJ) [5]. Le DCJ génère un jet pulsé non continu à débit massique nul (ZNMF : Zero Net Mass Flux). Il est constitué de deux membranes piézoélectriques, entourées par de l'aluminium de 4 cm de côté. Ces dernières, soumises à une source de tension, vibrent, induisant alternativement une phase de compression/détente de l'air



à l'intérieur de la cavité, créant un jet sortant par un orifice de 1 mm d'épaisseur et 4cm de large. Une première étude a été effectuée avec la mise en place d'une expérience et d'un modèle numérique, qui consistaient à caractériser le gain de transfert de chaleur, en comparaison avec la convection naturelle, pour une hauteur de DCJ fixe, parallèle à la plaque chauffante homogène [1]. Dans la continuité de ces travaux, la caractérisation hydrodynamique est un point décisif afin d'améliorer la compréhension du fonctionnement de ce système et d'optimiser les paramètres de configuration en fonction de l'application. L'influence de l'orientation du DCJ par rapport à la plaque chauffante sur l'étendue de la zone à refroidir ont déjà été étudiées par Chang et al. [7]. Dans notre cas, et pour respecter les conditions de confinement, le DCJ reste parallèle à la plaque avec une hauteur variable. Pour cela, nous avons effectué des mesures de norme de la vitesse résolue en temps le long du plan de symétrie de l'expérience (plan perpendiculaire à la plaque plane contenant l'axe de symétrie du DCJ). Ces mesures ont été acquises par le biais d'un anémomètre à fil chaud pour plusieurs hauteurs du DCJ. La caractérisation hydrodynamique a été approfondie en utilisant de la fumée pulsée pour suivre l'écoulement, enregistrée par une caméra rapide. L'évaluation des performances d'échange thermique lié à l'activation du DCJ ont été mesurées à partir du même protocole expérimental que précédemment [1] en faisant varier la hauteur du DCJ.

## 2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental correspond à celui décrit dans [1]. Il s'agit d'une plaque chauffée par effet joule par le biais d'une résistance électrique, accolée sur sa face inférieure, dont la tension et intensité sont mesurées par un oscilloscope en fonction du temps. Le système DCJ est positionné au-dessus parallèlement à la plaque. Une dizaine de thermocouples (type K) sont disposés : autour de la plaque plane (au-dessus et sur les côtés de la plaque), dans la mousse isolante, dans la plaque du côté chauffant. L'ensemble expérimental est contenu dans une boîte en plexiglass (30 x 47 x 30 cm) ouverte en haut afin d'éviter toutes perturbations avec l'environnement extérieur. Pour l'exploitation des résultats, nous nous appuyons sur l'axe central, qui correspond à la droite parallèle à la plaque, au centre de l'orifice du DCJ. De même, le plan de symétrie est défini perpendiculairement à la plaque, le long de l'axe central (voir Figure 1). L'ajustement de la hauteur du DCJ s'effectue par le biais d'une vis micrométrique. Cette hauteur est mesurée à l'aide d'un microscope pour chaque modification de position avec une précision inférieure à 0.1 mm.

### 2.1. Mesure de la tension aux bornes du DCJ

Le DCJ est alimenté directement par la fiche USB prévue par AAVID [5]. La fréquence de résonance des membranes piézoélectriques est fixée à 175 Hz. Pour vérifier cette donnée constructeur, la tension aux bornes du DCJ est mesurée lors de sa mise en fonction, avec un oscilloscope. On obtient un signal sinusoïdal de 8.13 Vrms ( $= V_{max}/\sqrt{2}$ ) d'amplitude et de 175 Hz de fréquence, conforme à la fréquence de résonance du système. Cette valeur est relativement faible en comparaison avec celle mesurée par De Bock et al. [6], qui est de l'ordre de 42.4 Vrms dans les mêmes conditions opératoires. La tension, la fréquence, la taille et l'amplitude de déformation des membranes constituent des paramètres clés sur l'écoulement produit par le DCJ.

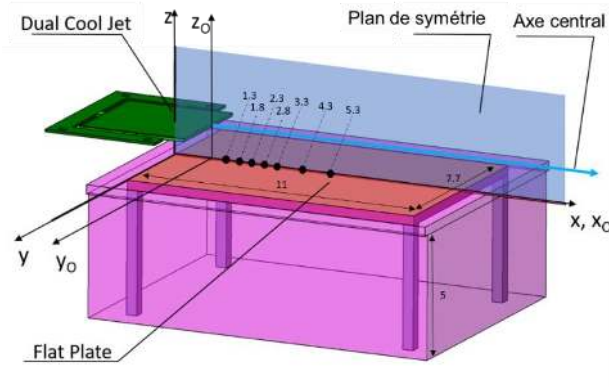


Figure 1 : Schéma de l'expérience. Les distances indiquées sont en centimètres. Les positions des thermocouples sont représentées.

## 2.2. Caractérisation de l'écoulement

Pour caractériser l'écoulement produit par le DCJ, les expériences sont menées à froid, à température ambiante. La vibration des membranes du système induit un comportement hydrodynamique fortement instationnaire et complexe. L'intérêt de ce système réside dans le mouvement oscillatoire des membranes, qui engendre une destruction de la couche limite, permettant d'augmenter les performances de transferts de chaleur. Comme mentionné précédemment, on se limitera au cas où le DCJ est toujours placé parallèlement à la plaque pour plusieurs hauteurs entre 2 et 20 mm.

### 2.2.1. Visualisation de l'écoulement par fumée pulsée

La visualisation de l'écoulement est rendue possible par le suivi d'un nuage de fumée, généré par effet joule, par le biais d'un fil conducteur de carbone imbibé d'huile de paraffine, soumis à un pic de tension instantané. Ce fil est positionné transversalement à 10 mm de distance de l'orifice du DCJ. Ce fil, étant de dimension non négligeable (de 300 à 400  $\mu\text{m}$ ) par rapport à l'orifice du DCJ, peut induire des perturbations sur l'écoulement. Une caméra rapide cadencée à 2 kHz est positionnée au-dessus du DCJ pour capturer l'écoulement (voir Figure 2).

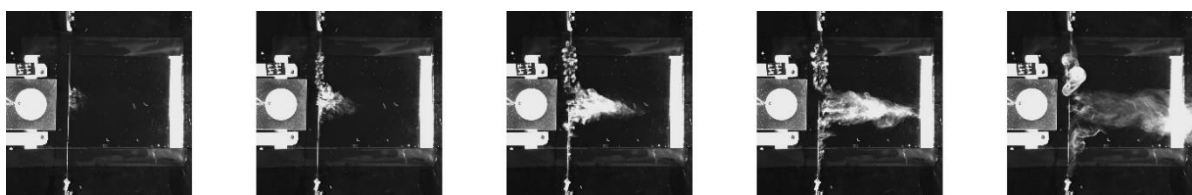


Figure 2 : Visualisations, vue du dessus, de l'écoulement par caméra rapide. Écoulement de gauche à droite.

Cette étude permet de visualiser qualitativement la dynamique de l'écoulement produit par le DCJ, avec la formation de vortex symétriques de chaque côté de l'écoulement, qui provoquent une accélération en leur centre et confirment donc cette hypothèse, émise par Jang et Lee [8], après analyse numérique 2D du flux dans le plan de symétrie. L'analyse du suivi du front de fumée en fonction du temps a permis d'estimer une vitesse moyenne de l'écoulement, qui est de l'ordre de 1 m/s au maximum, au niveau de l'axe principal. Cette valeur est biaisée par la montée de la fumée sous l'effet d'Archimède et semble relativement faible en comparaison avec De Bock et al. [6], due à la présence du fil de carbone induisant un sillage qui diminue la vitesse.

### 2.2.2. Mesure de la vitesse : anémomètre à fil chaud

Les mesures de vitesse de l'écoulement produit par le DCJ sont effectuées en utilisant un CTA-anémomètre à fil chaud échantillonné à 5 kHz, de la marque Dantec 55P11. L'anémomètre est positionné sur le plan de symétrie (voir Figure 1) dont les localisations sont marquées sur la Figure 5. Sa position est mesurée à l'aide d'un microscope. L'acquisition des données est effectuée sur 10 s pour chaque mesure. La première étape est de vérifier le caractère oscillatoire du DCJ : localisé à 1 mm de l'orifice, la mesure de vitesse obtenue est visible en Figure 3. Une transformée de Fourier appliquée à ce signal est décrite en Figure 4 dont la fréquence principale correspond exactement à 175 Hz.

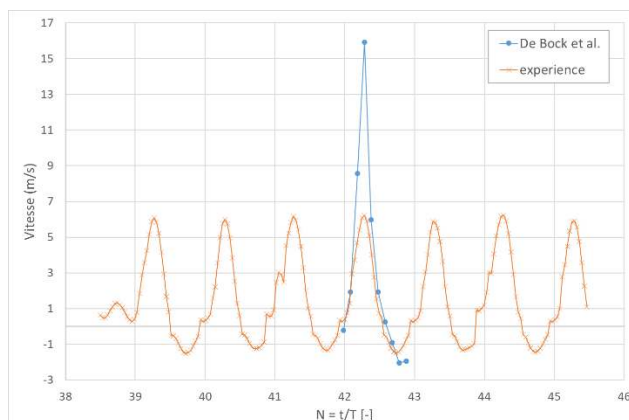


Figure 3 : Profil de vitesse à l'orifice du DCJ. Comparaison avec les mesures PIV de De Bock et al. [6].

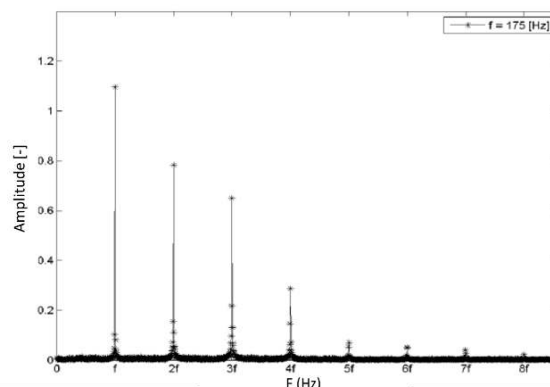


Figure 4 : Transformée de Fourier du profil de vitesse en : Profil de vitesse à l'orifice du DCJ.

La vitesse maximale mesurée par PIV par De Bock et al. [6] est de 16 m/s tandis que celle résultant de l'expérience décrite ici correspond à 6 m/s (voir Figure 3). Cet écart est probablement lié à la différence de tension identifiée précédemment (voir section 2.1). La différence de potentiel semble régir l'amplitude de déformation des membranes. Dans la Figure 5 et la Figure 6 sont représentés les champs de vitesse moyens sur le plan de symétrie pour des hauteurs de 3 et 9 mm du DCJ par rapport à la plaque. Les croix rouges représentent les positions de l'anémomètre à fil chaud. Une zone d'influence de l'écoulement du DCJ, entre 5 et 25 mm de distance, est visible dans la Figure 5 pour une position de DCJ assez proche de la plaque (3 mm). L'écoulement est asymétrique. Tandis que, pour une hauteur de 9 mm, l'écoulement du DCJ est symétrique et paraît trop éloigné pour interagir avec la plaque, le refroidissement en proche paroi ne sera donc pas efficace à cette hauteur. Dans la Figure 7 est représentée la vitesse maximale mesurée le long de l'axe principal pour une hauteur de 2 mm du DCJ. L'intensité turbulente et la norme de la vitesse de l'écoulement, sont définies de la façon suivante :

$$Tu = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})^2}{n-1}} \quad (1)$$

$$k = \text{mean} \left( \frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})^2}{n-1} \right) \quad (2)$$

L'intensité turbulente permet de mettre en exergue les fluctuations de vitesse et donc le comportement des structures tourbillonnaires créées, qui se dissipent le long de la plaque, en perdant de la quantité de mouvement liée au frottement [8]. Les paires de tourbillons symétriques contribuent à l'accélération du fluide en leur centre et donc une vitesse d'entraînement conséquente. La dissipation de ces tourbillons entraîne donc une décroissance

de la vitesse d'écoulement le long de l'axe principal et par conséquent son énergie cinétique locale. La courbe d'intensité turbulente, moyennée dans le temps en chaque point de l'espace, décrit un pic secondaire situé entre 5 et 15 mm en aval du DCJ. Cette zone d'activité turbulente est en adéquation avec celle décrite dans la Figure 5.

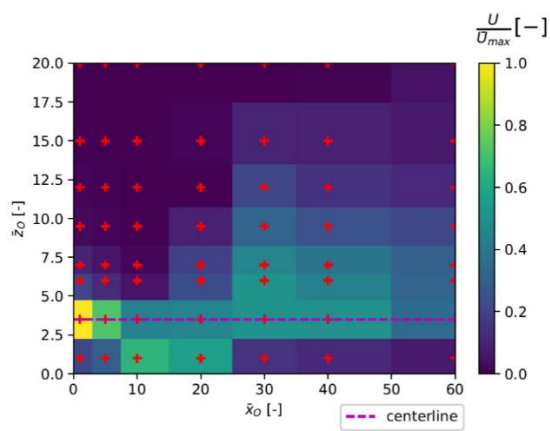


Figure 5 : Champ de la composante axiale de la vitesse normalisée par le maximum pour une hauteur de 3 mm de DCJ.

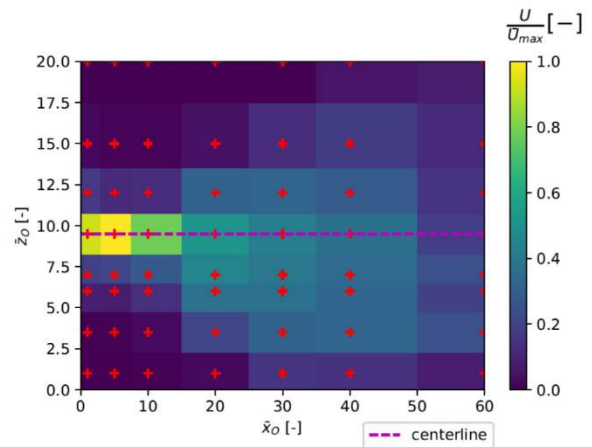


Figure 6 : Champ de la composante axiale de la vitesse normalisée par le maximum pour une hauteur de 9 mm de DCJ.

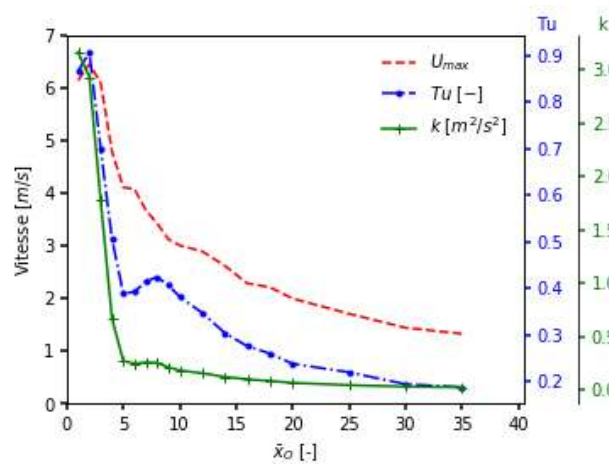


Figure 7 : Profil de vitesse pour une hauteur de 2 mm de DCJ. Evaluation de la turbulence,  $Tu$  [-], et de l'énergie cinétique,  $k$  [ $m^2/s^2$ ], de l'écoulement.

### 2.3. Mesures de température

La précision des thermocouples est évaluée à 0.18 °C d'erreur près. La plaque chauffante est activée, la puissance d'alimentation est enregistrée dans le temps. Pour chaque expérience, la première étape consiste à atteindre le régime stationnaire en convection naturelle (DCJ inactif). Lors de la seconde étape, le DCJ est activé et la température de la plaque varie jusqu'à se stabiliser en équilibre avec la puissance imposée ( $\approx 7.4$  W en moyenne). Le bilan thermique appliqué est le suivant :

$$P_{el} = P_{cond} + P_{conv} + P_{ray} \text{ avec } P_{el} = V(t)XI(t) \quad (3)$$

$$P_{cond} = \sum \frac{\Delta T \lambda S}{e}$$

$$P_{conv} = hS(T_p(t) - T_{air}(t))$$

$$P_{ray} = \varepsilon\sigma S(T_p^4(t) - T_{air}^4(t))$$

Dans la Figure 8 est représenté un suivi temporel des températures des sept thermocouples de la plaque (voir Figure 1) pour une hauteur de DCJ de 2.5 mm avant et après l'activation du DCJ.

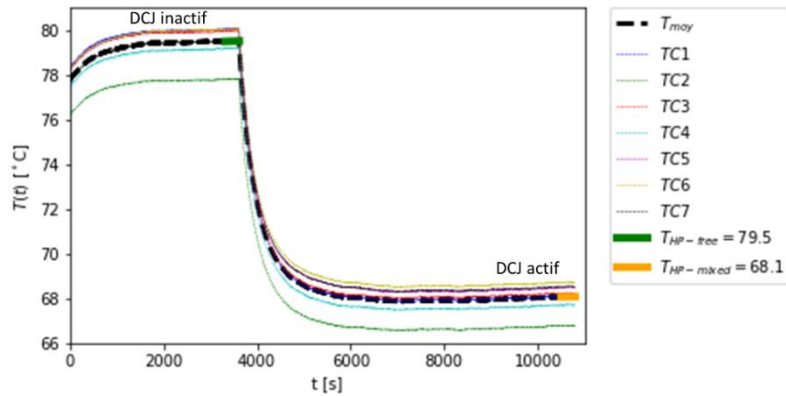


Figure 8 : Profils de température de la plaque en fonction du temps pour une hauteur de 2.5 mm de DCJ.

La température moyenne en convection naturelle est de 79.5°C, pour une température moyenne d'air à 28°C. En convection mixte, la plaque est refroidie à une température de 68.1°C, atteinte au bout de 1000 s. Un bilan thermique est effectué à partir de la puissance imposée, et les pertes par conduction dans la mousse isolante, et par rayonnement pour déduire la dissipation thermique par convection [1]. Ce refroidissement correspond à un coefficient de transfert de 12 W/m<sup>2</sup>.K, soit un gain de 77% de transfert de chaleur par rapport à la convection naturelle.

### 3. Influence de la hauteur du DCJ

Dans les manipulations, la hauteur du DCJ varie entre 2 et 20 mm. Chaque expérience est répétée quatre fois pour s'assurer d'une bonne représentativité des résultats. Dans la Figure 11 est représentée la variation du coefficient d'échange en fonction de la hauteur de la position du DCJ par rapport à la plaque. Le DCJ génère un jet correspondant à un coefficient d'échange de 12 W/m<sup>2</sup>.K pour une hauteur de 2 à 5 mm. Au-delà de 5mm, le coefficient d'échange décroît. Le gain d'échange de chaleur par rapport à la convection naturelle est représenté en Figure 12. La courbe décrit la même tendance que la Figure 11, avec un gain atteignant 84% pour une hauteur de DCJ inférieure à 5 mm. L'évolution du rapport des températures  $\left(\theta = \frac{T_p(t) - T_{conv,mixte}}{T_{conv,nat} - T_{conv,mixte}}\right)$  dans le temps (voir Figure 9) permet de mettre en évidence le taux de refroidissement de la plaque, plus faible pour une hauteur de DCJ croissante; et donc un temps de refroidissement plus important (voir Figure 10). On peut ainsi distinguer trois zones pour trois niveaux d'influence du DCJ : de 2 à 8 mm, de 9 à 14mm, et au-delà de 14 mm. En dehors de la première zone, le DCJ devient inefficace.

Par ailleurs, ces résultats confirment bien l'importance et le lien des vortex et la zone d'influence du DCJ pour une hauteur proche de la plaque (voir Figure 5 et Figure 7), sur l'efficacité d'échange (voir Figure 12). Le rapprochement du DCJ par rapport à la plaque induit

des décollements de couche limite réguliers le long de la plaque, d'où une augmentation des transferts de chaleur. Le couplage hydrodynamique et transferts thermiques est donc primordial.

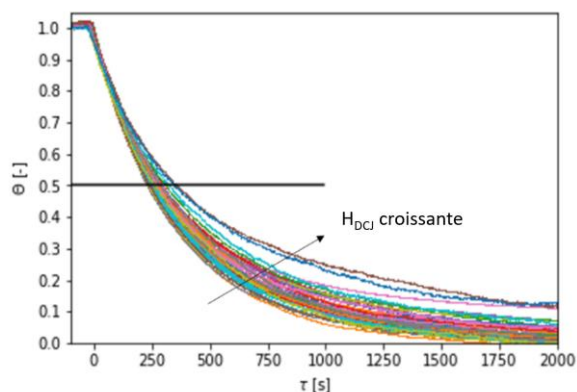


Figure 9 : profils de température normée en fonction du temps pour toutes les hauteurs de DCJ.

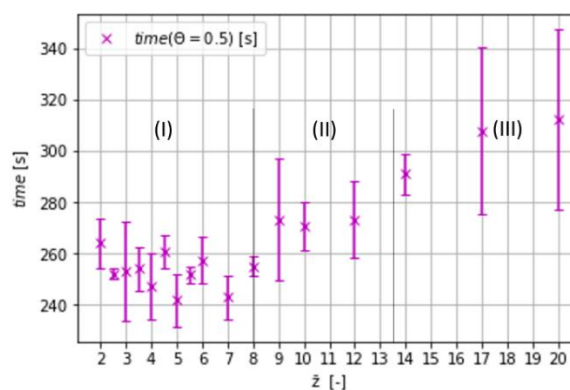


Figure 10 : Temps de refroidissement estimé pour un rapport  $\theta = 0.5$  en fonction de la hauteur du DCJ.

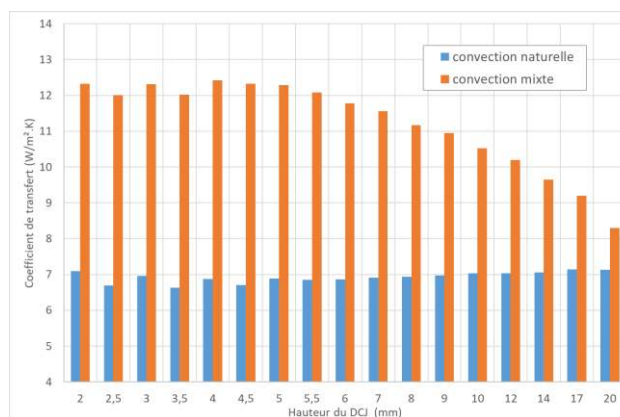


Figure 11 : Coefficient de transfert en fonction de la hauteur du DCJ (actif et inactif).

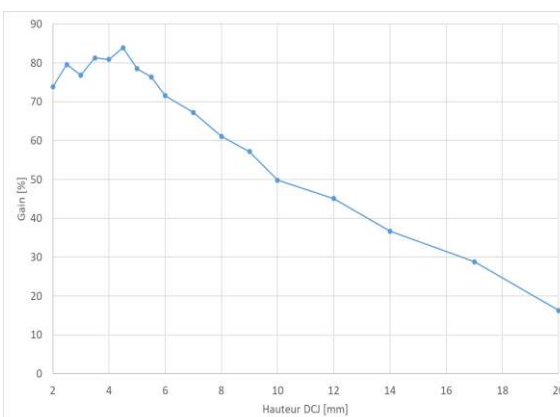


Figure 12 : Gain de transfert de chaleur obtenu en fonction de la hauteur du DCJ.

## 4. Conclusions

Dans ce document, le couplage entre l'hydrodynamique de l'écoulement créé par le DCJ et les transferts thermiques est démontré. Le système piézoélectrique de type DCJ génère un écoulement complexe et très instationnaire, qui va agir en perturbant la couche limite à proximité de la paroi, régulièrement, pour amplifier les transferts de chaleur. Pour caractériser l'écoulement, un anémomètre à fil chaud et une caméra rapide sont utilisés. Avec ces vidéos, il a été possible d'observer l'écoulement créé en lien avec le comportement vibratoire des membranes; notamment, la création et dissipation de tourbillons le long le l'axe central. Les mesures de vitesse ont mis en exergue la zone d'influence du DCJ sur la plaque ainsi que la variation de la tension influant sur la vitesse de flux généré. Avec une vitesse maximale de 6 m/s et une tension de  $8.13 V_{rms}$ , les performances du DCJ utilisé sont en deçà de celles décrites dans la littérature, décrivant une vitesse de 16 m/s au maximum pour une tension de  $42.4 V_{rms}$  [6]. L'hypothèse serait que la tension aux bornes du DCJ ait une influence sur l'amplitude de déformation des membranes. De plus, les mesures de vitesse ont montré un comportement de l'écoulement du DCJ asymétrique pour une hauteur proche de la plaque. Celui-ci entre en



interaction avec la paroi sur une zone comprise entre 5 et 25 mm de distance. Et, à partir d'une hauteur de 8 mm, le flux généré par le DCJ semble ne plus interagir avec la plaque, d'où un profil de vitesse symétrique. Le couplage entre le flux généré et les transferts de chaleur, dans le plan de symétrie, est mis en évidence avec une pente décroissante à partir d'une hauteur supérieure à 8 mm. Les vortex, symétriques, accélèrent le fluide en leur centre, brassent l'air autour, perturbent la couche limite régulièrement, d'où une amplification des transferts de chaleur [8]. Différents régimes d'intensification des transferts en fonction de la hauteur du DCJ sont visibles, traduits par des pentes de refroidissement variables. Un gain de 84% est obtenu par rapport à la convection naturelle. Ces résultats sont cohérents par rapport aux données de la littérature avec un coefficient de transfert deux fois plus important qu'en convection naturelle [9]. Avec une vitesse maximale faible, les performances de refroidissement du DCJ semblent comparables à celles de la littérature. L'une des hypothèses pour expliquer cette tendance serait que la fréquence de vortex créés soit l'un des paramètres prépondérants régissant l'efficacité des transferts thermiques à proximité de la plaque. De futures études sont en cours pour vérifier cela. Les prochaines étapes seront de pouvoir visualiser le champ de température, d'améliorer la manipulation actuelle, notamment pour un écoulement en milieu confiné, et de caractériser l'écoulement en 3D.

### Références

1. C. Cadile, D. Elzo, J-P. Fradin, Etude d'une technologie piézoélectrique appliquée au refroidissement d'un boîtier électronique, *Congrès Français de Thermique*, 2017.
2. Standard, A., Standard 51-2007, laboratory methods of testing fans for certified aerodynamic performance rating, *American Society of Heating, Air-Conditioning and Refrigeration Engineers, Inc., Atlanta*, 2007.
3. Tian, X., Cooling fan reliability: failure criteria, accelerated life testing, modeling and qualification, *Reliability and Maintainability Symposium, 2006. RAMS'06. Annual, IEEE*, pp. 380–384, 2006.
4. De Bock, H. P., Chamrathy, P., Jackson, J. L., and Whalen, B., Investigation and application of an advanced dual piezoelectric cooling jet to a typical electronics cooling configuration, *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), 2012 13th IEEE Intersociety Conference on, IEEE*, pp. 1387–1394, 2012.
5. Aavid, <https://www.aavid.com/product-group/pulse-jets>.
6. De Bock, H. P., Persoons, T., and Bodla, K., Particle image velocimetry study on dual cooling jet flows, *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), 2016 15th IEEE Intersociety Conference on, IEEE*, pp. 1366–1372, 2016.
7. Chang, S.W., Hwang, P.W., Chiang, K. F., and Cai, W. L., Heat transfer of twin-fin piezofan at various orientations and buoyancy levels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 81, pp. 512–530, 2015.
8. Jang, D. and Lee, K.-S., Flow characteristics of dual piezoelectric cooling jets for cooling applications in ultra-slim electronics, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 79, pp. 201–211, 2014.
9. De Bock, H. P., Chamrathy, P., Jackson, J. L., and Whalen, B., Investigation and application of an advanced dual piezoelectric cooling jet to a typical electronics cooling configuration, *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), 2012 13th IEEE Intersociety Conference on, IEEE*, pp. 1387–1394, 2012.

# Etude du comportement d'un évaporateur adiabatique à films tombants entre grilles

M. THONON<sup>1</sup>, M. AIANE<sup>2</sup>, M. BOUYAUD<sup>2</sup>, E. BOUDARD<sup>2</sup>, B. STUTZ<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>LOCIE, Université Savoie Mont-Blanc, CNRS UMR5271, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget du Lac, France

<sup>2</sup>PSA GROUPE Centre Technique de Vélizy, 2 route de Gisy, 78943 Vélizy-Villacoublay Cedex, France

\* (auteur correspondant : benoit.stutz@univ-smb.fr)

**Résumé** - La présente étude se place dans le cadre général du développement de machines à absorption eau/bromure de lithium compactes pour la climatisation automobile, permettant de réduire les émissions de CO<sub>2</sub> en valorisant les rejets thermiques des moteurs. Elle porte plus particulièrement sur la caractérisation du comportement d'un évaporateur adiabatique à plaques et films tombants développé par le constructeur automobile PSA Group. Un modèle simplifié décrivant les transferts de masse et de chaleur au sein du film tombant a été développé. Les résultats du modèle sont confrontés aux premières caractérisations expérimentales.

## Nomenclature

$c_p$	Capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$		
$d$	Diamètre des fils, $m$	<i>Symboles grecs</i>	
$e$	Épaisseur, $m$	$\alpha$	Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
$f$	Coefficient de frottement	$\chi$	Coefficient adimensionnel
$g$	Accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	$\delta_T$	Épaisseur de couche limite thermique, $m$
$h$	Coefficient transfert thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$\varepsilon$	Efficacité de l'évaporateur
$l$	Largeur de plaque, $m$	$\Delta h_{lv}$	Chaleur latente d'évaporation, $J.kg^{-1}$
$\dot{m}$	Débit massique, $kg.s^{-1}$	$\lambda$	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$N_L$	Nombre de fils par plaque	$\eta$	coordonnée longitudinale adimensionnelle
$p$	Pas des grilles, $m$	$\theta$	Température adimensionnelle
$\bar{q}''$	Densité de puissance moyenne, $W.m^{-2}$	$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$
$\Delta H$	Perte de charge, $m$		
$Q$	Débits volumique, $m^3.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	Température, $K$	$o$	Environnement
$T_m$	Température de mélange, $K$	$c$	Limite zone simili établie et établie
$U$	Vitesse débitante, $m.s^{-1}$	$exp$	Experimental
$U_{max}$	Vitesse débitante maximale, $m.s^{-1}$	$i$	Entrée
$u$	Vitesse, $m.s^{-1}$	$mod$	Modélisation
$u^*$	Vitesse adimensionnelle	$o$	Sortie
$y$	Distance transverse, $m$	$v$	Vapeur
$z$	Distance verticale, $m$		

## 1. Introduction

Les systèmes de climatisation classiques à compression mécanique équipent la plupart des véhicules actuels satisfaisant aux besoins de confort des usagers durant les périodes chaudes. La consommation énergétique des compresseurs conduit cependant à une augmentation de la consommation des véhicules de l'ordre de 10g de CO<sub>2</sub> par kilomètre parcouru, peu compatible avec les prochaines normes de pollution des véhicules qui devront tenir compte de leur utilisation [1]. Les machines à absorption constituent une solution alternative intéressante à



l'utilisation de ces climatisations à compression. Elles permettent de réduire d'un facteur 5 la surconsommation en carburant des systèmes classiques de climatisation en valorisant les rejets thermiques du moteur. La principale difficulté de ces systèmes à absorption est leur faible compacité, difficilement compatible avec l'automobile. La présente étude se place dans le cadre du développement d'un système de climatisation à absorption pour applications automobiles par le groupe PSA. Elle porte plus particulièrement sur l'évaporateur.

Les machines de climatisation à sorption fonctionnant avec de l'eau comme fluide frigorigène se caractérisent par de très faibles pressions de travail à l'évaporateur (typiquement 10 mb) nécessitant le développement de designs spécifiques. Deux grandes familles d'évaporateurs sont mises en œuvre au sein de ces machines : les évaporateurs noyés et les évaporateurs à films ruisselants. Les évaporateurs noyés sont assez rare compte tenu de l'impact sensible de la pression hydrostatique sur la température de saturation sous la surface libre [2]. Rahman et al [3] ont développé un évaporateur tube calandre pour leur procédé de dessalement d'eau de mer caractérisé par des températures d'évaporation de l'ordre de 50°C. Giraud et al [4] ont montré que l'impact de la pression devenait particulièrement sensible pour des températures d'évaporation inférieures à 15°C, et ont étudié l'influence de différents paramètres tels que la hauteur de remplissage et l'espacement entre plaques sur les performances de leur échangeur à plaques partiellement noyées. Les évaporateurs à films ruisselants sont plus couramment rencontrés dans les machines à absorption LiBr/H<sub>2</sub>O, même si le nombre de publications à leur égard reste limité. La configuration la plus couramment rencontrée est celle du faisceau de tubes horizontaux (lisses, structurés ou avec ailettes) sur lesquelles ruisselle le fluide frigorigène ([5], [6]). Les évaporateurs à tubes verticaux et films ruisselants ne sont guère développés sur les machines industrielles mais ont fait l'objet de différentes recherches ([7], [8], [9], [10]). Il en va de même pour les échangeurs à plaques et films ruisselants qui présentent des perspectives intéressantes en termes de compacité ([11], [12], [13]).

Les évaporateurs à films ruisselants mettant en œuvre l'eau comme fluide frigorigène sont principalement limités par les problèmes de mouillabilité. Les angles de contact entre l'eau et les surfaces métalliques des échangeurs typiquement compris entre 70 et 85° nécessitent des débits sensiblement plus importants que ceux que l'on peut avoir avec les fluides réfrigérants traditionnels très mouillants. Les épaisseurs de films ruisselants en présence (typiquement de l'ordre de 0,5mm pour obtenir un bon mouillage des plaques) conduisent à des coefficients d'échange thermiques médiocres inférieurs à 1000 W.m<sup>2</sup>K<sup>-1</sup>. Une alternative consiste à externaliser les transferts thermiques au sein d'un échangeur à plaques, et à mettre en œuvre un évaporateur adiabatique : L'eau très proche de la saturation en sortie de l'évaporateur est chauffée au contact du fluide frigoporteur dans l'échangeur à plaque, avant d'être renvoyée à l'état surchauffé dans l'évaporateur ou elle retourne vers l'état d'équilibre en s'évaporant partiellement. PSA a choisi cette solution pour sa climatisation à absorption automobile. L'évaporateur est constitué de deux grilles entre lesquelles l'eau s'écoule et s'évapore [1].

La première partie de l'étude porte sur le développement d'un modèle permettant d'estimer les performances de l'évaporateur. La seconde partie présente les résultats expérimentaux et les confronte au modèle.

## 1. Modelisation

### 1.1. Evaporateur à grilles

L'évaporateur est constitué de deux grilles de largeur  $l$  entre lesquelles s'écoule l'eau. Le maintien des grilles est réalisé par une armature plastique externe intégrant un distributeur et

un collecteur en entrée et en sortie des grilles. Les grilles sont réalisées en fils en polyéthylène téréphtalate entrelacés de façon à former un maillage de forme carrée en trois dimensions (Figure 1). La géométrie des grilles permet de confiner le fluide et d'empêcher les projections les vibrations lors du roulage. Le pas  $p$  des grilles et le diamètre  $d$  des fils ont été optimisés pour permettre le bon confinement du fluide et l'optimisation des transferts au sein du film tombant [1] (augmentation de la surface d'échange entre le l'eau et la vapeur par les ménisques formés entre les mailles ; perturbation de l'écoulement par les fils).

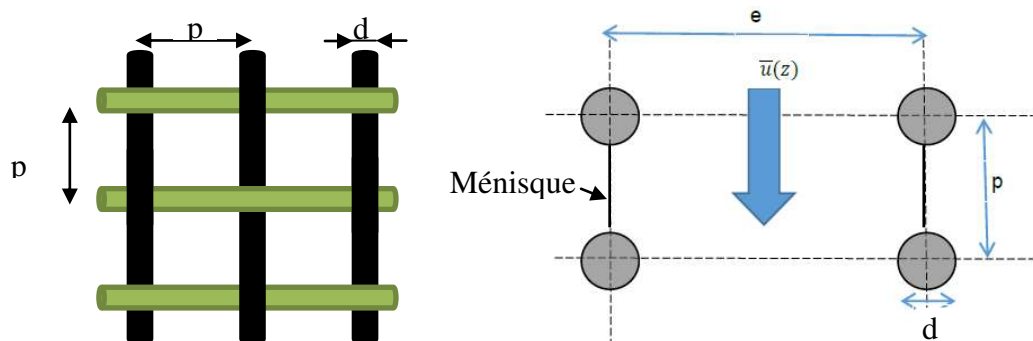


Figure 1 : Grilles de l'évaporateur

## 1.2. Modélisation

Un modèle simplifié décrivant les transferts de masse et de chaleur au sein du film a été développé afin d'estimer les performances de l'évaporateur en fonction des conditions de fonctionnement. La pression de travail, la surchauffe de l'eau et son débit constituent les données d'entrée du modèle.

Une première étape consiste à déterminer l'évolution de la vitesse moyenne et de l'épaisseur de film tombant entre grilles au cours de l'écoulement. Les forces de gravité accélèrent le film et l'amincissent, alors que les forces de frottement le ralentissent et l'épaississent. La géométrie est simplifiée et assimilée à des rangées de fils horizontaux. Les ménisques sont supposés plans (Figure 1). Les forces de frottement sont estimées à l'aide d'une corrélation décrivant les pertes de charges pour un faisceau de tubes alignée [14] :

$$\Delta H = \chi N_L \frac{U_{\max}^2}{2g} f \quad (1)$$

$$f = \frac{2g\Delta z}{\chi N_L U_{\max}^2} \quad (2)$$

$U_{\max}$  correspond à la vitesse débitante maximale au droit des fils (Figure 1),  $N_L$  le nombre de fils de la grille,  $f$  le coefficient de frottement et  $\chi = 0,25$ , coefficient dépendant de la géométrie. Les évolutions de la vitesse débitante  $U$  et de l'épaisseur de film en fonction de la hauteur sont obtenues en discrétisant la grille en tranches élémentaires d'épaisseur  $p$  englobant 1 fil et en réalisant sur chacune d'elles des bilans de masse et de quantité de mouvement (équations 3 et 4).

$$U(z) e(z) = \frac{Q}{l} \quad (3)$$

$$e(z+p) U^2(z+p) = e(z) U^2(z) + g e p - \chi \frac{U_{\max}^2}{2} f \quad (4)$$

L'écoulement est ralenti au niveau des fils et est accéléré au niveau des ménisques. L'évolution spatiale du profil de vitesse est estimée en assimilant l'écoulement à un écoulement entre plaques parallèles entre les fils horizontaux (figure 1) et à un écoulement en chute libre au niveau des ménisques. L'évolution du profil de vitesse le long du ménisque est déduite du profil de vitesse entre les fils par la relation de Bernoulli. Après intégration, le profil de vitesse moyen au niveau des ménisques est donné par l'équation 5.

$$u(y) = \frac{\left[ 2 g p + \left( \frac{3Q}{2el} \left( 1 - 4 \frac{y^2}{e^2} \right)^2 \right) \right]^{3/2} - \left[ \left( \frac{3Q}{2el} \left( 1 - 4 \frac{y^2}{e^2} \right)^2 \right) \right]^3}{3 g p} \quad (5)$$

Afin de simplifier les calculs, le profil de vitesse moyen entre les ménisques est ramené à un profil de vitesse parabolique dont la forme adimensionnelle est donnée par l'équation 6 :

$$u^*(y) = a \frac{y^2}{e^2} + c \quad (6)$$

Avec :  $a = \frac{2(2e g p)^{3/2}}{U g p} - 6$  et  $c = \frac{3}{2} - \frac{(2 g p)^{3/2}}{6U g p}$ . L'écoulement étant connu, il est possible

de réaliser des bilans d'énergie sur la tranche de fluide. Le modèle thermique a été séparé en deux zones : une zone simili-établie sur la partie amont au sein de laquelle se développe une couche limite thermique d'épaisseur  $\delta_T$ , et la seconde thermiquement établie, en aval, au sein de laquelle le profil de température adimensionnel reste inchangé. Le profil de température adimensionnel est assimilé à un profil quadratique (équation 7) :

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_i - T_0} = 1 - 2\eta + \eta^2 \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{\frac{e}{2} - y}{\delta_T} \quad (7)$$

L'évolution de l'épaisseur de couche limite est obtenue en réalisant un bilan d'énergie sur une tranche de fluide élémentaire (équation 8) en négligeant le volume évaporé dans le bilan de masse et en supposant la température d'interface égale à la température de saturation.

$$\frac{d}{dz} \int_0^{2/2} \rho c_p (T - T_{ref}) \bar{u}(y) dy = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{e/2} \quad (8)$$

Les évolutions de l'épaisseur de couche limite thermique  $\delta_T$ , de la température de mélange  $T_m$  et du coefficient de transfert thermique  $h$  le long de la zone simili-établie sont décrites respectivement par les équations 9, 10 et 11 :

$$\frac{3a}{2} \delta_T^4 - \frac{10a}{3} e \delta_T^3 + \frac{5a}{2} e^2 \delta_T^2 + 10c e^2 \delta_T - \frac{120\alpha}{U} z e^2 = 0 \quad (9)$$

$$T_m(z) = T_0 + 2(T_i - T_0) \left[ \frac{a \delta_T (2\delta_T^2 - 5\delta_T e + 5e^2) + 20e^2 c \delta_T}{60e^3} \right] \quad (10)$$

$$h(z) = \frac{\lambda(T_i - T_0)}{(T_i - T_m(z))\delta_T(z)} \quad (11)$$

La fin de la zone simili-établie est atteinte lorsque la couche limite thermique atteint le milieu de la grille en  $z_G$ , soit quant  $\delta_T = e/2$  (équation 12)

$$z_c = \frac{U e^2}{120 \alpha} \left( \frac{29}{96} a + \frac{5}{2} c \right) \quad (12)$$

Dans la zone thermiquement établie, la température de mélange et le coefficient d'échange thermique sont donnés respectivement par les équations 13 et 14 :

$$T_m(z) = T_i - (T_i - T_m(z_c)) e^{-\frac{\left(2 - \frac{3a+20c}{a-20c}\right) \lambda}{c_p e \dot{m}} (z-z_c)} \quad (13)$$

$$h = \frac{\lambda}{e} \left( 2 - \frac{3a+20c}{a-20c} \right) \quad (14)$$

Le flux de vapeur évaporé peut alors aisément être calculé en faisant un bilan d'enthalpie entre l'entrée et la sortie (équation 15)

$$\dot{m}_v = \frac{\dot{m}_{l-i} c_p (T_{m-i} - T_{sat}) - \dot{m}_{l-o} c_p (T_{m-o} - T_{sat})}{\Delta h_v} \quad (15)$$

## 2. Dispositif expérimental

### 2.1. Banc d'essais

Un banc d'essai a été mis en œuvre pour caractériser le comportement des évaporateurs (Figure 2). Fonctionnant à basse pression, l'installation permet d'atteindre une température de saturation de l'ordre de 10°C dans la cuve (1). A l'intérieur de cette cuve est disposée la grille évaporatrice étudiée (2). Un débitmètre à effet Coriolis (4) placé en amont de l'évaporateur permet de mesurer le débit d'eau entrant dans l'évaporateur. L'eau non-évaporée est collectée en sortie d'évaporateur. Elle est ensuite stockée dans un réservoir (5) puis ramenée en entrée d'évaporateur après avoir été chauffée dans un échangeur (3) alimenté par un bain thermostaté (6). Un condenseur hélicoïdal (7) permet de condenser l'eau évaporée. Sa température est régulée grâce à un second bain thermostaté (8). L'eau condensée est collectée dans un entonnoir puis son débit est mesuré à l'aide d'un débitmètre à effet Coriolis (9) avant d'être dirigée vers le réservoir. Un piège à incondensable (10) permet d'évacuer les gaz incondensables lors des processus de dégazage.

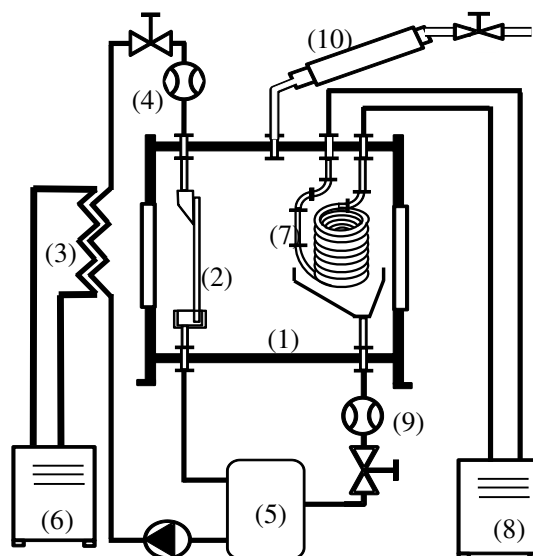


Figure 2: Dispositif expérimental

Les températures des liquides mis en jeu dans l'installation sont mesurées par des thermocouples de type K. L'incertitude des capteurs est de 0,15 K. Un capteur de pression Adixen d'une précision de 0,1 mbar est placé à l'intérieur de la cuve. Les débits d'eau en entrée d'évaporateur et en sortie de condenseur sont mesurés à l'aide de débitmètres à effet Coriolis EMERSON avec une stabilité du zéro de 0,027kg/h sur la valeur mesurée. L'ensemble des acquisitions est réalisée via une centrale AGILENT 34970A pilotée par une interface Labview.

## 2.2. Résultats et analyse

L'évolution de l'épaisseur de film liquide circulant entre les grilles prédite par le modèle dans les conditions nominales de fonctionnement ( $Q/l = 0,88 \text{ m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$ ) est montrée sur la figure 3. Elle augmente légèrement sous l'effet des forces de frottement en sortie du distributeur puis et se stabilise rapidement autour de 1,05mm, les forces de frottement contre la grille étant alors compensées par les forces de gravité.

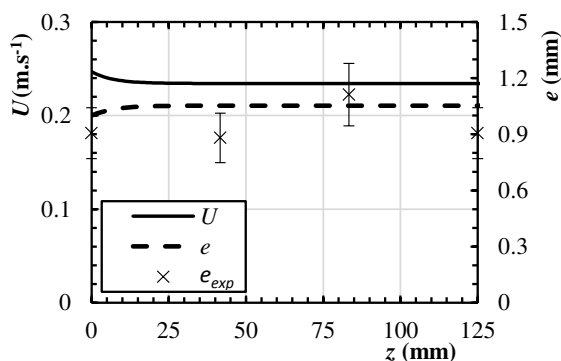


Figure 3 : évolution de la vitesse moyenne et de l'épaisseur de film entre les grilles

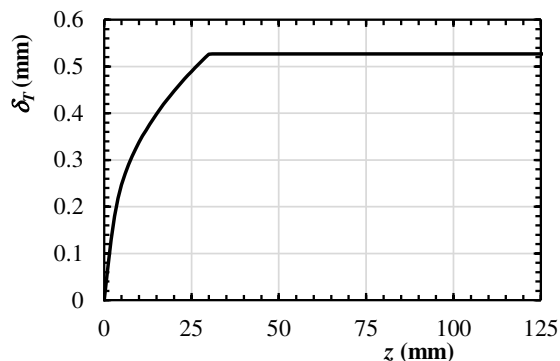


Figure 4 : évolution de l'épaisseur de couche limite thermique le long de la plaque

Des mesures expérimentales d'épaisseur de film donnent une valeur moyenne voisine de 0,9 mm [1], légèrement inférieures aux résultats du modèle (Figure 3). Des comparaisons aussi satisfaisantes ont également été faites sur les profils de vitesses théoriques donnés par le modèle et des résultats expérimentaux permettant de valiser le modèle dynamique. Le liquide surchauffé tend à retrouver un état d'équilibre en s'évaporant partiellement tout au long de sa chute. La couche limite thermique qui se développe au sein du film sous l'effet du transfert de chaleur à l'interface atteint le centre du film 30 mm en aval du distributeur (Figure 4). Au-delà de ce point, le régime thermique est établi. La réduction progressive de la température de mélange du film conduit s'accompagne d'une réduction de l'intensité de la vaporisation de l'eau à l'interface. Dans les conditions nominales, l'eau en sortie de l'évaporateur a perdu environ 97% de sa surchauffe en sortie d'évaporateur.

En l'absence de formation de poches de vapeur au sein du film tombant (auto vaporisation en présence de fortes surchauffes), les transferts de chaleur sont gouvernés par des phénomènes de conduction-advection. Leur intensité est alors proportionnelle à la surchauffe du fluide en entrée, comme la montre l'évolution linéaire de la densité de flux de chaleur moyenne prélevée au film d'eau tombant (équation 16) sous l'effet de l'évaporation (Figure 5).

$$\overline{\dot{q}''} = \dot{m}_v \Delta h_v \quad (16)$$

L'augmentation du débit de circulation se traduit par une augmentation de l'évaporation sous l'effet de l'accroissement de la vitesse de l'eau et de l'épaisseur de film. Cette évolution

n'est pas linéaire compte tenu de l'évolution des couches limites thermiques et de l'épaisseur du film avec le débit (dans la zone simili-établie, le coefficient d'échange thermique est proportionnel à la racine du Reynolds du film liquide). L'eau n'est plus capable de retrouver son quasi-état d'équilibre en sortie lorsque le débit réduit devient supérieur à environ ( $Q/l = 1 \text{ m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$ ). Ceci se traduit par une chute de l'efficacité de l'évaporateur avec le débit (figure 7), l'efficacité étant définie comme de débit de vapeur évaporé divisé par le débit maximal de vapeur qui pourrait être évaporé en présence d'un échangeur infiniment long (équation 17). Elle passe alors de 97% dans les conditions nominales de fonctionnement ( $Q/l = 0,88 \text{ m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$ ) à 85 % pour un débit de  $Q/l = 1,33 \text{ m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$

$$\varepsilon = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_{v-\max}} = \frac{\dot{m}_v \Delta h_{lv}}{\dot{m}_i c_p (T_i - T_{sat})} \quad (17)$$

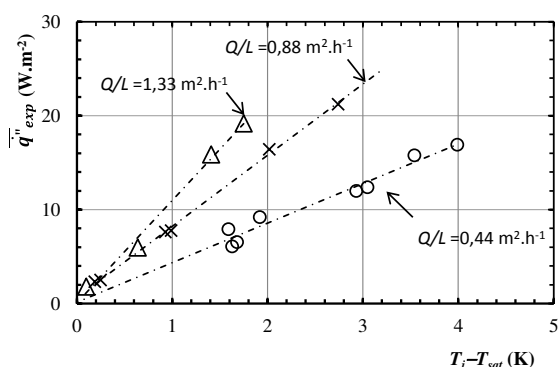


Figure 5 : Evolution de la densité de puissance à l'évaporateur en fonction des conditions opératoires

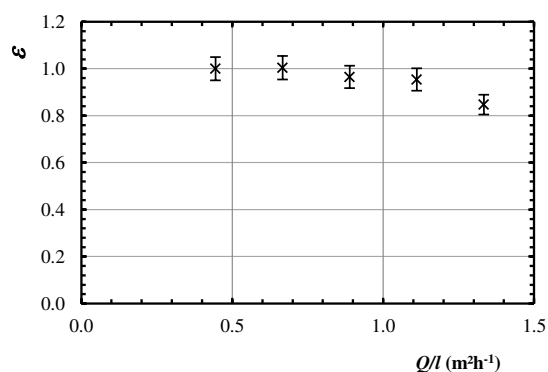


Figure 6 : Evolution de l'efficacité de l'évaporateur en fonction du débit par unité de largeur

Les résultats du modèle sont globalement en assez bon accord avec les résultats expérimentaux comme le montre la figure 7. Le modèle surestime le débit évaporé aux faibles surchauffes. Cet écart trouve vraisemblablement son origine dans les incertitudes de mesures de température à bas flux. A haut flux, le modèle sous-estime l'efficacité de l'évaporateur. Ceci est à mettre en relation avec la formation de poches de vapeur entre les grilles, qui conduisent à un brassage du fluide et intensifient l'évaporation.

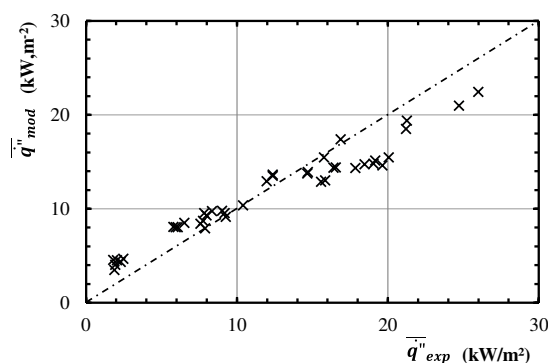


Figure 7 : Comparaison des résultats expérimentaux au modèle

### 3. Conclusion

Un évaporateur adiabatique compact à plaques et films tombants entre grilles a été développé par la société PSA dans le cadre du développement d'un système de climatisation

pour automobile. Ses performances ont été caractérisées expérimentalement pour des surchauffes du fluide modérées (inférieures à 4°C) en entrée des plaques. L'évaporateur montre des performances tout à fait satisfaisantes dans les conditions nominales mais se dégradent lorsque le débit augmente au-delà de 30% du débit nominal. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec satisfaction à un modèle simplifié décrivant l'écoulement et les transferts thermiques au sein du film tombant.

## Références

- [1] H. Obame Mve, Compréhension des écoulements optimisation des transferts de chaleur et de masse au sein d'une structure capillaire, Thèse de doctorat soutenue le 26 mai 2014 à l'INSA de Lyon.
- [2] F.Giraud, Vaporization of water at subatmospheric pressure: fundamentals of boiling phenomena and path towards the design of compact evaporators for sorption chillers, Thèse de doctorat soutenue le novembre 2015 à l'INSA de Lyon.
- [3] H. Rahman, M.N.A. Hawlader, A. Malek, An experiment with a single-effect submerged vertical tube evaporator in multi-effect desalination, *Desalination*. 156(2003) 91-100.
- [4] F. Giraud, C. Toublanc, R. Rullière, J. Bonjour, M. Clause, Experimental study of water vaporization occurring inside a channel of a smooth plate-type heat exchanger at sub-atmospheric pressure, *Applied Thermal Engineering* 106 (2016) 180–191
- [5] L.A Bell, A.J. Al-Daini, H. Al-Ali, R.G. Abdel-Gayed, L. Duckers, The Design of an Evaporator/Absorber and Thermodynamic Analysis of a Vapor Absorption Chiller Driven by Solar Energy. *World Renewable Energy Congress* (1996)
- [6] J. Castro, A. Oliva, C.D. Perez-Segarra, C. Oliet, Modelling of the heat exchangers of a small capacity, hot water driven, air-cooled H<sub>2</sub>O-LiBr absorption cooling machine, *Int. J. of Refrigeration*, 31 (2008) 75-86.
- [7] G.A. Florides, S.A. Kalogirou, S.A. Tassou, L.C. Wrobel, Design and construction of a LiBr water absorption machine, *Energy Conversion & Management*, 44-15(2003) 2483-2508.
- [8] K. R. Morison, Q. A. G. Worth, N. P. O'Dea, Minimum wetting and distribution rate in falling film evaporators, *Food and Bioproducts Processing*, 84-4 (2006) 302-310
- [9] H. LIU, Stockage intersaisonnier d'énergie solaire pour l'habitat par absorption, thèse de doctorat soutenue le 17 décembre 2010 à l'Université de Savoie
- [10] K.E. N'Tsoukpoe, N. Le Pierrès, L. Luo, Experimentation of a LiBrH<sub>2</sub>O absorption process for long-term solar thermal storage: Prototype design and first results, *Energy*, 53 (2013) 179-198
- [11] D.S. Kim, G. Haslinger, M. Lesko, A. Penthor, Thermodynamic behaviour of a small LiBr water absorption chiller with stainless steel plate heat exchangers: preliminary results. *ISHPC Seoul*, South Korea (2008)
- [12] B. Stutz, A. Altamirano, M. Stepec, N. Le Pierrès, Evaporateurs à films ruisselants, *congrès SFT*, Toulouse 31 mai – 3 juin 2016
- [13] F.A. Huaylla-Roque Développement d'un système de stockage de chaleur inter-saisonnier par absorption, Thèse de doctorat soutenue le 25 septembre 2017 à l'Université Savoie Mont-Blanc
- [14] F.P. Incropera, D.P. DeWitt, T.L. Bergman, A.S. Lavine, Fundamentals of Heat and Mass Transfert, JOHN WILEY & SONS, 7<sup>ème</sup> ed. (2007)

## Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre d'un contrat de recherche avec la société PSA.

# Évaporateur à alimentation hybride pour boucle de refroidissement fluide

Alexandre Marie<sup>1,2\*</sup>, Pascal Lavieille<sup>1</sup>, Marc Miscevic<sup>1</sup>, Laurent Lachassagne<sup>2</sup>, Vincent Dupont<sup>2</sup>

<sup>1</sup> LAPLACE, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, France

<sup>2</sup> IRT St Exupéry, Toulouse, France

\* (auteur correspondant : marie@laplace.univ-tlse.fr)

**Résumé** - Un prototype d'évaporateur mettant en oeuvre un mode d'alimentation liquide hybride capillaire/mécanique a été mis en place sur un banc de tests dédié. Ce banc a permis la caractérisation du fonctionnement de l'évaporateur, notamment la mise en relation du régime d'écoulement avec les coefficients d'échange et pertes de charges mesurés. En parallèle de cette approche expérimentale, un modèle hydraulique permettant d'expliquer et de prédire le fonctionnement global de l'évaporateur a été développé et comparé aux résultats expérimentaux.

## Nomenclature

$\Phi$	Flux imposé par la résistance, W	$\overline{T}_p$	Température de paroi moyenne, K
$\dot{m}_{tot}$	Débit liquide circulant dans la boucle, kg.s <sup>-1</sup>	$T_{sat}$	Température de saturation du fluide, K
$\dot{m}_{vap}$	Débit vapeur généré par l'évaporateur, kg.s <sup>-1</sup>	$c_p$	Capacité massique thermique du liquide, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$S_r$	Surface chauffée de l'évaporateur, m <sup>2</sup>	$\rho$	Masse volumique du liquide, kg.m <sup>-3</sup>
$T_i^{in}$	Températures d'entrée des deux lignes de l'évaporateur, K	$\gamma$	Tension de surface du fluide, N.m <sup>-1</sup>
$T_i^{out}$	Températures de sortie des deux lignes de l'évaporateur, K	$h_{app}$	Coefficient d'échange apparent de l'évaporateur, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>

## 1. Introduction

Parallèlement à l'augmentation des contraintes thermiques liées à la miniaturisation des composants électroniques, le contexte applicatif actuel prévoit une forte augmentation de la puissance électrique totale embarquée à bord des systèmes. C'est notamment le cas dans le domaine aéronautique avec la problématique de "l'avion plus électrique". D'un point de vue pratique, une des nécessités qui apparaît alors consiste à être à même de développer un évaporateur de faible encombrement alimenté par une source de pompage externe quelconque.

Considérant cette problématique, de nombreuses études antérieures ont cherché à caractériser expérimentalement les écoulements et les transferts dans des micro-canaux en situation d'ébullition convective [1, 2]. Cependant, cette approche nécessite un contrôle fin des variables d'entrée de l'évaporateur (notamment le débit d'alimentation) pour assurer un fonctionnement correct de celui-ci. En particulier il apparaît nécessaire de maintenir de faibles titres vapeur de sortie afin de maximiser le coefficient d'échange de l'évaporateur [3]. Autrement dit, il est nécessaire d'imposer un débit de liquide en entrée bien supérieur au débit de vaporisation. Pour pallier ces limitations, un évaporateur à pompage dit hybride a été développé par l'entreprise américaine ACT [4]. Dans celui-ci, la circulation du fluide est assurée conjointement par pompage capillaire local au niveau de l'évaporateur et par une pompe mécanique qui suralimente celui-ci en liquide. Le surplus de liquide est évacué de l'évaporateur via un circuit liquide secondaire. Le pompage capillaire local à l'évaporateur permet alors une stabilisation de l'interface liquide/vapeur, une minimisation des pertes de charge induites ainsi qu'une régulation autonome,



l'évaporateur prélevant uniquement la quantité de liquide nécessaire à son bon fonctionnement. Depuis, ce concept a été étudié de manière plus approfondie par différents auteurs. D'un côté, Park & Crepinsek [5] ont mené des études sur un évaporateur de boucle hybride fonctionnant sur ce principe. Dans leur dispositif expérimental, la vapeur produite par l'évaporateur est directement renvoyée au réservoir de la boucle pour y être condensée. Les auteurs observent un fonctionnement optimal de l'évaporateur lorsque celui-ci sépare les phases liquide et vapeur via son propre pompage capillaire : il est nécessaire d'apporter un débit de liquide suffisamment grand à celui-ci pour éviter l'apparition d'ébullition en amont de la structure capillaire mais suffisamment faible pour éviter l'inondation de l'évaporateur (autrement dit le passage de liquide dans la sortie vapeur). Jiang et al. [6, 7] proposent une architecture de boucle différente dans laquelle la vapeur produite par l'évaporateur est condensée avant d'être raccordée à la ligne liquide. Similairement aux études précédemment cités, les auteurs montrent l'apparition d'ébullition dans l'évaporateur lorsque le débit de liquide apporté à l'évaporateur est réduit. L'architecture proposée dans ces deux cas nécessite néanmoins l'utilisation d'un milieu poreux " épais " dans lequel l'alimentation en liquide se fait en sens opposé au flux de chaleur. Ceci implique alors la présence d'une couche asséchée entre l'interface liquide/vapeur et la source chaude et donc d'une résistance thermique supplémentaire s'opposant à l'intensification des transferts. Par ailleurs, en cas de suralimentation du poreux en liquide, les transferts thermiques ne peuvent plus se faire que par ébullition à l'intérieur des cannelures, ce qui, en fonction de la géométrie de celles-ci, peut induire une augmentation brutale des pertes de charge. Dans ce contexte, une conception d'évaporateur hybride alternative a été développée et testée. En particulier, la séparation de l'écoulement liquide principal de l'écoulement de vaporisation est ici assurée différemment afin de s'affranchir des inconvénients des évaporateurs hybrides évoqués ci-dessus. La présente étude a alors pour but d'explicitier le fonctionnement d'un tel évaporateur et d'étudier les performances thermiques de celui-ci.

## 2. Dispositif expérimental

### 2.1. Évaporateur à alimentation hybride

L'évaporateur est basé sur une plaque en silicium dans laquelle 355 micro-canaux rectangulaires (largeur  $40\mu\text{m}$ , profondeur  $75\mu\text{m}$ ) parallèles ont été creusés à l'aide d'un procédé de gravure plasma (DRIE). Ceux-ci sont répartis régulièrement sur une surface active de  $2 \times 2\text{cm}^2$ . Deux alimentations en liquide (les "distributeurs") sont placées directement au contact des micro-canaux, perpendiculairement à ceux-ci comme représenté sur la fig. 1. Une rainure de  $2\text{mm}^2$  de large est creusée le long de chaque distributeur afin de permettre l'écoulement du liquide vers les micro-canaux. L'ensemble plaque+distributeurs est ensuite placé dans un boîtier étanche permettant d'assurer le contact distributeurs/silicium ainsi que de raccorder les distributeurs aux entrées et sorties du liquide de l'évaporateur. Une vitre en saphir, placée sur la face supérieure de celui-ci, permet l'observation directe des écoulements. La vapeur générée est canalisée hors de l'évaporateur par une conduite de sortie dédiée afin d'être réinjectée à l'écoulement principal directement en aval de l'évaporateur.

Ce type d'alimentation (similairement aux évaporateurs hybrides évoqués précédemment) permet, via le pompage capillaire, de ne prélever à l'écoulement principal que la portion de débit liquide nécessaire à son bon fonctionnement sans créer de pertes de charge significatives dans l'écoulement principal. L'originalité de cette conception réside dans cette alimentation locale, assurée par les distributeurs, qui permet l'utilisation d'une structure poreuse plane distribuant le liquide directement sur la surface chaude (sans zone sèche intermédiaire). Il est par ailleurs possible de choisir et donc d'optimiser très librement la structure poreuse.

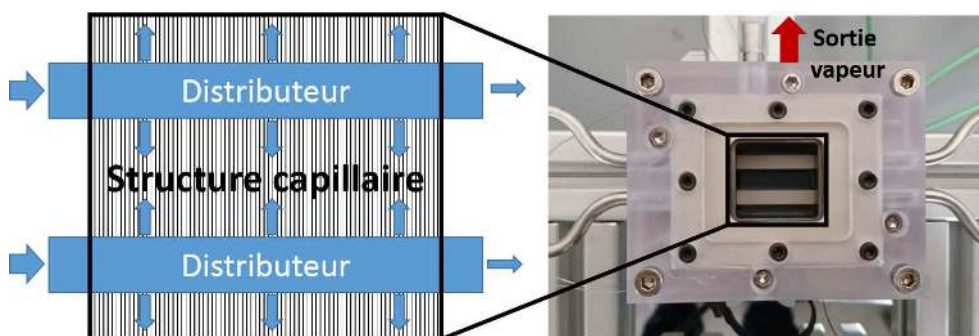


Figure 1 : *Schema de principe de l'évaporateur étudié et visualisation de celui-ci*

## 2.2. Banc de tests associé

Le banc de tests consiste en une boucle diphasique à pompage mécanique assuré par une pompe volumétrique (fig. 2). Un élément filtrant (taille de pore caractéristique  $0.5\mu\text{m}$ ) est placé directement en aval de la pompe. Le flux de chaleur est appliqué sur la surface active de l'évaporateur à l'aide d'un bloc chauffant plaqué sous la plaque en silicium. Une vanne de réglage placée directement en aval de la sortie liquide de l'évaporateur permet de modifier les pertes de charge de la ligne liquide de celui-ci sans modifier le débit apporté à l'évaporateur. Comme cela sera détaillé par la suite, l'objectif est de permettre d'étudier le fonctionnement de l'évaporateur en fonction des pertes de charge totales induite par l'écoulement liquide. Après passage dans l'évaporateur, la condensation du fluide de travail est assurée par un échangeur contre-courant refroidi par un circuit d'eau externe. Enfin, une référence de pression est imposée directement en amont de la pompe par un réservoir diphasique relié à un bain thermostaté. La boucle est remplie de fluide HFE7000 préalablement dégazé.

Afin de permettre l'évaluation des performances de l'évaporateur, en particulier le coefficient d'échange thermique et les chutes de pression caractéristiques, l'instrumentation suivante est mise en place sur la section d'essais :

- Une mesure du débit de fluide total  $\dot{m}_{tot}$  circulant dans le circuit via un débitmètre massique à effet Coriolis Micro-motion CMFS010M (gamme de mesure 0 – 8 kg/h, précision  $\pm 0.01$  kg/h).
- Une mesure de pression absolue en entrée d'évaporateur via un capteur Keller PA-33X (gamme de mesure 0 – 2 bar, précision  $\pm 200$  Pa),
- Une mesure de pression différentielle entre l'entrée liquide (point A) et la sortie vapeur de l'évaporateur (point B) via un capteur Keller PD-33X (gamme de mesure 0 – 1 bar, précision  $\pm 53$  Pa),
- Une mesure de pression différentielle entre l'entrée liquide de l'évaporateur et le raccord des deux lignes de sortie de celui-ci (point C) via un capteur Keller PD-33X (gamme de mesure 0 – 0.2 bar, précision  $\pm 23$  Pa),
- Des mesures de température de fluide sur chaque entrée et sortie d'évaporateur à l'aide de thermocouples K gainés inox de diamètre 0.5 mm ayant une précision de  $\pm 0,2$  °C (après étalonnage),
- 5 mesures de température de la paroi de l'évaporateur à l'aide de thermocouples K gainés inox de diamètre 0.25 mm (collés dans des rainures usinées dans la paroi) ayant une précision de  $\pm 0,2$  °C (après étalonnage).

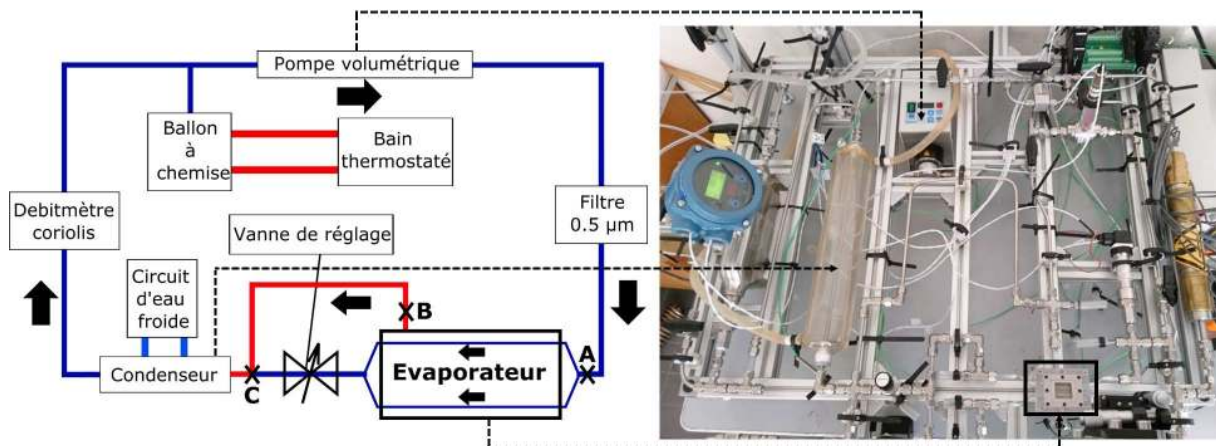


Figure 2 : *Schema de principe du banc de tests associé à l'évaporateur et visualisation de celui-ci*

### 3. Fonctionnement de l'évaporateur et performances associées

#### 3.1. Observation qualitative des écoulements au sein de l'évaporateur

Dans cette section, on considère l'évaporateur alimenté par un débit de liquide constant. La densité de flux de chaleur appliquée est alors graduellement augmentée depuis le déclenchement du changement de phase dans l'évaporateur jusque à l'assèchement de celui-ci. Dans ce cas, l'évaporateur passe par ses trois modes de fonctionnement principaux :

- A faibles flux de chaleur, l'évaporateur apparaît suralimenté en liquide, autrement dit le liquide s'écoule librement sur la surface du silicium depuis les distributeurs . On observe alors un régime d'ébullition nucléée sur la surface chauffée (fig.3). Aux plus bas flux de chaleur, une partie du débit de liquide passe alors directement par la sortie vapeur.
- A forts flux de chaleur, le liquide apparaît maintenu dans les micro-rainures ce qui permet le pompage capillaire de celui-ci depuis le distributeur. Il n'y alors plus d'ébullition au sein de l'évaporateur, le transfert de chaleur s'effectuant par vaporisation des films liquides dans les rainures similairement au fonctionnement d'un évaporateur de caloduc (fig.4).
- Entre ces deux zones de fonctionnement, l'évaporateur passe par un mode dit "de transition" dans lequel celui-ci oscille de l'un à l'autre des deux modes évoqués ci-dessus.

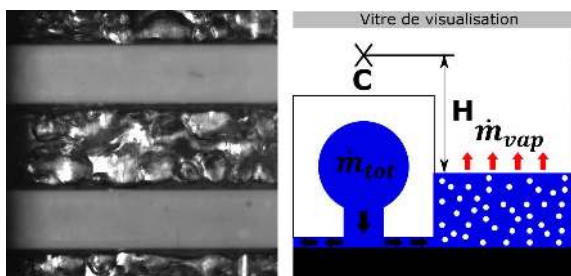


Figure 3 : *Visualisation et vue schématique des écoulements au sein de l'évaporateur fonctionnant en mode d'ébullition*

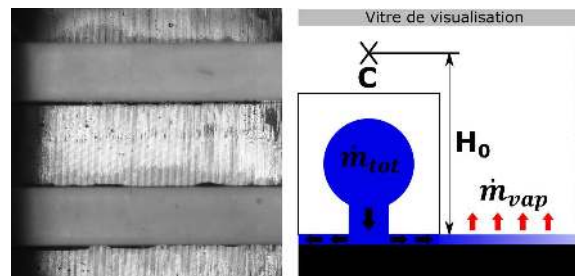


Figure 4 : *Visualisation et vue schématique des écoulements au sein de l'évaporateur fonctionnant en mode de vaporisation*

### 3.2. Performances de l'évaporateur en fonction du flux de chaleur appliqué

On considère ici toujours la situation évoquée dans la section précédente. Le débit de liquide alimentant les distributeurs est fixé à  $\dot{m}_{tot} = 3 \text{ kg/h}$ , on augmente alors graduellement la densité de flux appliquée à l'évaporateur de  $3.4$  à  $9.8 \text{ W.cm}^{-2}$ . On définit alors le coefficient d'échange apparent de l'évaporateur :

$$h_{app} = \frac{\Phi - \Phi_p}{S \times (\overline{T_p} - T_{sat})} \quad (1)$$

$\Phi_p$  représentant le flux perdu vers le milieu ambiant (mesuré par chauffage progressif de l'évaporateur vidé de tout fluide),  $S$  la surface chauffée de l'évaporateur et  $\overline{T_p}$  la moyenne des 5 mesures de température de la plaque de Silicium. La variation de cette grandeur et les zones de fonctionnement associées sont alors représentées en fig.5. Enfin, les deux différences de pression mesurées  $\Delta P(AC)$  (entre l'entrée liquide de l'évaporateur et le raccord des deux lignes de sortie) et  $\Delta P_{vap}$  (entre l'entrée liquide et la sortie vapeur) sur ces points expérimentaux sont représentés en fig.6.

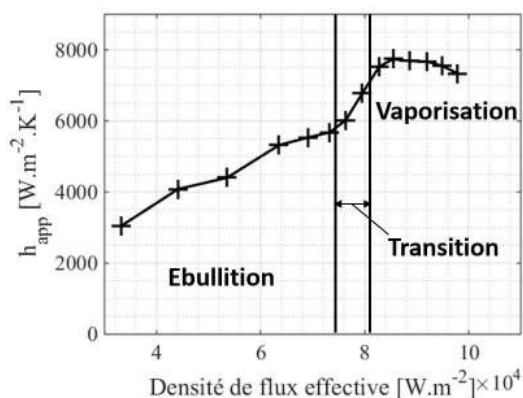


Figure 5 : Coefficient d'échange apparent de l'évaporateur en fonction du flux appliqué à celui-ci

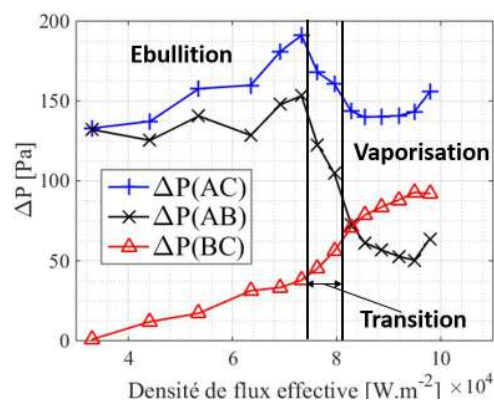


Figure 6 : Pertes de pression induites par les différents segments d'écoulements de l'évaporateur en fonction du flux appliqué à celui-ci

D'un point de vue thermique, le mode de vaporisation apparaît comme bien plus propice aux transferts. Cela peut s'expliquer par le fait que, étant donné le procédé de fabrication, la surface du Silicium reste extrêmement lisse, limitant le nombre de sites de nucléation. L'augmentation progressive avec le flux de chaleur du coefficient d'échange dans cette zone pouvant traduire une augmentation du nombre de sites de nucléation activés. Enfin, on observe un coefficient d'échange relativement constant sur toute la zone de vaporisation, la légère décroissance de celui-ci avec le flux pouvant s'expliquer par un assèchement progressif de la surface de chauffe. Dans la zone d'ébullition, la perte de charge  $\Delta P(AC)$  semble varier sensiblement avec le flux, néanmoins celle-ci étant a priori uniquement fonction de la ligne liquide et du débit la traversant, elle devrait progressivement diminuer à mesure que le débit de liquide vaporisé (et donc prélevé sur l'écoulement principal) augmente. En pratique, de la vapeur est entraînée avec l'écoulement de liquide dans le distributeur augmentant ainsi les pertes de charge induites dans l'écoulement liquide. Dans la zone de vaporisation, la vapeur ne semble plus présente dans la conduite liquide, induisant alors une perte de charge quasi-constante (en dehors du dernier point, en pratique très proche de l'assèchement pour lequel de la vapeur est à nouveau observée dans la ligne liquide). La perte de charge en sortie vapeur  $\Delta P(AB)$  suit deux tendances successives : dans la zone

d'ébullition, elle reste approximativement constante, ceci semblant indiquer que l'augmentation de débit vapeur est en partie compensée par la variation de pression hydrostatique induite par la diminution régulière du niveau de liquide moyen. A partir de la transition, la perte de charge diminue brusquement, cela semble correspondre à la chute brutale du niveau liquide de l'évaporateur observée au début du mode de transition. Enfin, la décroissance régulière de cette grandeur en mode de vaporisation peut s'expliquer par un creusement progressif des ménisques dans les micro-rainures. Cette augmentation de courbure des interfaces induisant alors une augmentation de la pression vapeur via l'augmentation du saut de pression capillaire. Enfin, la perte de charge croissante dans les conduites vapeur  $\Delta P(BC)$  (obtenue par soustraction de  $\Delta P(AB)$  à  $\Delta P(AC)$ ) traduit bien l'augmentation progressive du débit de vapeur passant dans celle-ci.

#### 4. Modèle de fonctionnement macroscopique

Comme évoqué dans la section précédente, le positionnement des interfaces au sein de l'évaporateur dépend fortement des paramètres expérimentaux. L'objectif de cette section est alors de proposer une explication de ce phénomène et d'en déduire un modèle simple permettant, dans un premier temps, de prévoir la limite entre ébullition et vaporisation.

L'évaporateur possédant deux types de sortie distinctes les deux sorties liquides et la sortie vapeur) ayant un départ commun (le distributeur) et une arrivée commune (le raccord des lignes liquide et vapeur), les pertes de charge générées entre ces deux points doivent être identiques pour les deux lignes (si l'on suppose un régime permanent). D'un côté, la perte de charge générée par la ligne liquide est, en dehors des légères variations dues à l'aspiration de vapeur dans celle-ci, imposée par le débit de liquide circulant dans la boucle et le réglage de vanne choisie. L'hypothèse adoptée ici est alors que les différents modes de fonctionnement observés correspondent aux positionnements des phases permettant d'équilibrer les pertes de charge induites par l'écoulement selon AC. En pratique, sur la portion du circuit correspondant à la ligne vapeur, le fluide est soumis aux variations de pression suivantes :

- Une variation de pression gravitaire  $\Delta P_g = \rho g H$ ,  $H$  étant la différence de hauteur (représentée en fig.3) entre le raccord avec le liquide et le niveau moyen de liquide dans l'évaporateur
- La perte de charge liquide induite par l'écoulement dans les micro-rainures  $\Delta P_{rainures}$
- Le saut de pression capillaire  $\Delta P_{cap} = \frac{\gamma}{R}$  induit par le rayon de courbure  $R$  du ménisque dans la rainure, si il existe (compte tenu de l'extension des films, le second rayon de courbure est ici considéré infini).
- La somme des pertes de charge régulières et singulières induites par l'écoulement vapeur entre l'évaporateur et le raccord liquide/vapeur  $\Delta P_{vap}^{sing} + \Delta P_{vap}^{reg}$

L'équilibre des deux lignes s'écrit alors :

$$\Delta P(AC) = -\rho g H + \Delta P_{rainures}(\dot{m}_{vap}) - \frac{\gamma}{R} + \Delta P_{vap}^{sing}(\dot{m}_{vap}) + \Delta P_{vap}^{reg}(\dot{m}_{vap}) \quad (2)$$

Le calcul des pertes de charge visqueuses peut être effectué à l'aide des modèles de pertes de charge en canaux rectangulaires décrits dans la thèse de Lips [8] (pour l'écoulement dans les rainures) et en utilisant les abaques de pertes de charge d'Idel'Cik (pour l'écoulement vapeur). Ce calcul, non détaillé ici pour des raisons de concision, permet d'obtenir la valeur de ces deux termes en fonction du seul flux vaporisé. Pour la gamme de flux vaporisé ici considérée, la corrélation polynomiale suivante permet d'approcher les résultats du modèle avec un écart inférieur à 4% (pour un débit exprimé en kg/h et une perte de charge en Pa) :

$$\Delta P_{rainures} + \Delta P_{vap}^{sing} + \Delta P_{vap}^{reg} = 111.4 \times (\dot{m}_{vap})^2 + 411.8 \times \dot{m}_{vap} - 21.0 \quad (3)$$



Le flux vaporisé est estimé comme étant le flux imposé par la résistance chauffante minoré du flux de pertes vers l'ambiante ainsi que du flux de chaleur absorbé par chaleur sensible dans l'écoulement principal (en supposant le débit liquide équitablement réparti dans les deux distributeurs) :

$$\Phi_{vap} = \Phi - \Phi_p - \dot{m}c_p \left( \frac{T_1^{out} - T_1^{in}}{2} + \frac{T_2^{out} - T_2^{in}}{2} \right) \quad (4)$$

On peut alors définir le point de transition vaporisation/ébullition comme le point de fonctionnement où le liquide est exactement affleurant aux rainures, la hauteur  $H$  est alors  $H_0 = 8mm$  tandis que le rayon de courbure au niveau du distributeur est toujours infini, induisant  $\Delta P_{cap} = 0$ . Enfin, considérant qu'au flux vaporisé de transition (c'est à dire liquide affleurant les rainures), le rayon de courbure est infini, le flux vaporisé de transition  $\Phi_{vap}^{tr} = \dot{m}_{vap}^{tr}/lv$  est alors la solution de l'équation suivante :

$$\Delta P(AC) + \rho g H_0 = \Delta P_{rainures}(\dot{m}_{vap}^{tr}) + \Delta P_{vap}^{sing}(\dot{m}_{vap}^{tr}) + \Delta P_{vap}^{reg}(\dot{m}_{vap}^{tr}) \quad (5)$$

Dans le cas où  $\dot{m}_{vap}$  est inférieur à  $\dot{m}_{vap}^{tr}$ , les pertes de charge générées par l'écoulement vaporisé sont trop faibles, la seule solution est alors d'augmenter artificiellement celles-ci en augmentant le niveau de liquide au sein de l'évaporateur. On passe alors nécessairement en mode d'ébullition. Au contraire, si  $\dot{m}_{vap} > \dot{m}_{vap}^{tr}$ , alors les pertes de charge générées par l'écoulement vaporisé sont supérieures à celles de l'écoulement principal, l'équilibre étant alors permis par le creusement du ménisque, ce qui explique un fonctionnement en mode de vaporisation.

Pour valider ce modèle, une campagne expérimentale dédiée a été menée : le débit de liquide est toujours fixé à  $\dot{m}_{tot} = 3$  kg/h, plusieurs séries de mesures allant du déclenchement de l'ébullition à l'assèchement de l'évaporateur sont alors effectuées, pour différentes valeurs de pertes de charge liquide (imposées à l'aide de différents réglages de vanne). L'ensemble des points expérimentaux obtenus sont alors représentés en fig.7 dans le repère  $(\Delta P(AC), \Phi_{vap})$  dans lequel est tracée la courbe  $\Phi_{vap}^{tr} = f(\Delta P_{liq})$  précédemment définie.

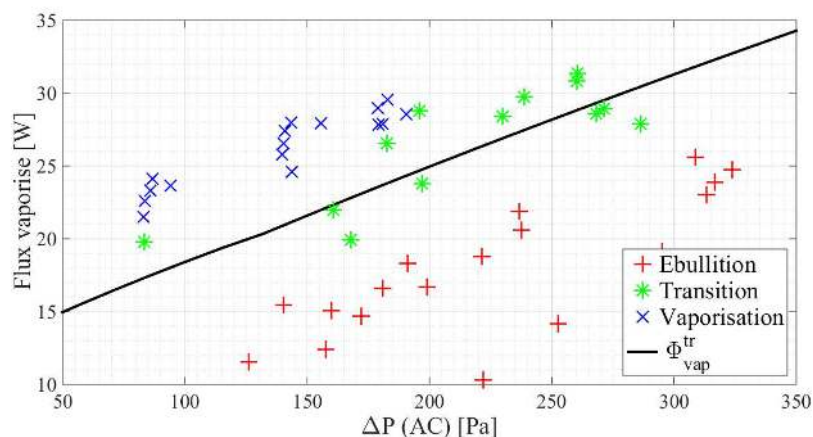


Figure 7 : Comparaison du modèle de transition et des points de fonctionnement observés expérimentalement

Le modèle permet bien de délimiter les modes d'ébullition et de vaporisation expérimentaux. Les points de fonctionnement en mode de transition se situent pour leur part des deux cotés

de la courbe de transition théorique. Ce mode de fonctionnement n'étant pas considéré par le modèle, il apparaît alors nécessaire d'explicitier les mécanismes régissant celui-ci afin de pouvoir à terme, le prédire via un modèle macroscopique plus complet.

## 5. Conclusion et perspectives

La conception d'un prototype et les premières données expérimentales obtenues sur celui-ci ont permis de valider un concept particulier d'évaporateur hybride. Le fonctionnement général de celui-ci a pu être explicité et le développement d'un modèle macroscopique de fonctionnement semble montrer la possibilité de prévoir les zones de fonctionnement optimal de l'évaporateur, c'est à dire la perte de charge de ligne liquide maximale permettant d'éviter l'inondation de l'évaporateur en fonction du flux vaporisé par celui-ci. Néanmoins, plusieurs questions demeurent :

- L'apparition récurrente de vapeur dans la ligne liquide en mode d'ébullition est a priori néfaste au fonctionnement de l'évaporateur. Des défauts d'usinage à l'intérieur de ceux-ci semblent néanmoins induire une mauvaise alimentation du poreux induisant l'existence de zones asséchées à l'origine de ce dysfonctionnement. Un remontage de l'évaporateur avec des distributeurs de meilleure qualité permettra de confirmer cette hypothèse.
- L'origine physique du mode de transition observé expérimentalement reste à expliciter et à inclure dans un modèle de fonctionnement de l'évaporateur.
- Un modèle similaire au modèle de transition ne permettant pas de prédire correctement le flux d'assèchement observé expérimentalement, il apparaît nécessaire d'explicitier les mécanismes à l'origine de celui-ci pour compléter la modélisation macroscopique de l'évaporateur.

Enfin, à plus long terme, il est envisagé d'optimiser les performances de l'évaporateur (par exemple en termes de flux maximal ou de coefficient d'échange) via un motif de gravure de la structure capillaire adapté. Cette approche, actuellement développée d'un point de vue théorique nécessitera une validation expérimentale.

## Références

- [1] C. B. Tibiriçá, G. Ribatski, Flow boiling in micro-scale channels - synthesized literature review. *International Journal of Refrigeration*, 36 (2013) 301 - 324.
- [2] P. Smakulski, S. Pietrowicz, A review of the capabilities of high heat flux removal by porous materials, microchannels and spray cooling techniques. *Applied thermal engineering*, 104 (2016) 636 - 646.
- [3] B. Agostini, J. R. Thome, M. Fabbri, B. Michel, D. Calmi, and U. Kloter, High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels part i : Heat transfer characteristics of refrigerant R236fa *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (2008) 5400 - 5414.
- [4] C. Park, A. Vallury, J. Perez, Advanced hybrid cooling loop technology for high performance thermal management *4th International Energy Conversion Engineering Conference* (San Diego, California 2006).
- [5] C. Park, M. Crepinsek, Effect of operational conditions on cooling performance of pump-assisted and capillary-driven two-phase loop *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 25 (2011) 572 - 580.
- [6] C. Jiang, W. Liu, HC. Wang, DD. Wang, JG. Yang, JY. Li, ZC. Liu, Experimental investigation of pump-assisted capillary phase change loop *Applied Thermal Engineering*, 71 (2014) 581 - 588.
- [7] C. Jiang, W. Liu, Z. Liu, J. Yang, D. Bin, L. Xiaobing, Startup characteristics of pump-assisted capillary phase change loop *Applied Thermal Engineering*, 126 (2017) 1115 - 1125.
- [8] S. Lips, Analyse phénoménologique du fonctionnement de diffuseurs thermiques diphasiques (caloducs plats) par voies expérimentale et numérique Thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2009.

# Étude du comportement d'un désorbeur à plaques compact

Mehrez Aiane<sup>1\*</sup>, Benoit Stutz<sup>1</sup>, Julien Ramousse<sup>1</sup>, Muriel Bouyaud<sup>2</sup>, Emmanuel Boudard<sup>2</sup>

<sup>1</sup>LOCIE, Université Savoie Mont-Blanc, CNRS UMR5271, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget du Lac, France

<sup>2</sup>PSA GROUPE Centre Technique de Vélizy, 2 route de Gisy, 78943 Vélizy-Villacoublay Cedex, France

\* (auteur correspondant : mehrez.aiane@ext.mpsa.com)

**Résumé** - La présente étude se place dans le cadre général du développement de machines à absorption eau/bromure de lithium compactes pour la climatisation automobile, permettant de réduire les émissions de CO<sub>2</sub> en valorisant les rejets thermiques des moteurs. Elle porte plus particulièrement sur la caractérisation du comportement d'un désorbeur à plaques, développé par la société Mahle pour le compte du constructeur automobile PSA Group. Les performances du désorbeur, traduites en terme d'efficacité massique, sont étudiés pour différentes conditions de fonctionnement, en dissociant les parts de puissances transmises à la solution sous forme de chaleurs sensible et latente.

## Nomenclature

$C_p$	Capacité calorifique ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )	$Des$	désorbeur
$h$	enthalpie, $J.kg^{-1}$	$ent$	entrée
$\dot{m}$	débit massique, $kg.s^{-1}$	$htf$	fluide caloporteur
$p$	pression, bar	$H_2O$	eau
$\dot{Q}$	flux de chaleur, $W$	$Lat$	latente
$T$	température, °C	$Liq$	Liquide
$X$	titre massique	$LiBr$	solution aqueuse de LiBr
		$M$	massique
		$Max$	maximal
<i>Symboles grecs</i>		$Sens$	sensible
$\varepsilon$	efficacité	$sor$	sortie
		$th$	thermique
<i>Indices et exposants</i>		$Vap$	vapeur
$Cond$	condenseur		

## 1. Introduction

Les systèmes à absorption permettent de valoriser les sources d'énergie thermiques comme l'énergie solaire, ou la chaleur fatale perdue dans l'industrie. Le ratio important volume/puissance constitue un facteur limitant de ces machines : système de climatisation classique par compression mécanique offre un ratio volume/puissance froide de 0.02 m<sup>3</sup>/kW contre un ratio volume/puissance froide de 0.04 m<sup>3</sup>/kW pour les machines à absorption [1]. Le volume de ces systèmes à absorption est lié directement à la technologie des échangeurs utilisés. La présente étude porte sur le développement d'un désorbeur compact pour ce type de machines. Deux types de désorbeur sont principalement utilisés : les désorbeurs noyés et les désorbeurs à film ruisselant. Les désorbeurs noyés se composent généralement d'un réservoir de solution au sein duquel sont noyés des tubes traversés par le fluide caloporteur. Goulet et al [2] et Obamé et al [3] ont développé des désorbeurs à tubes et à films ruisselants mettant en œuvre des faisceaux de tubes horizontaux (Lazcano et al [4]) ou des tubes spiralés (Lazcano et



al [5]) traversés par un fluide caloporteur sur lesquels ruisselle la solution. Le débit massique de la solution résulte d'un compromis entre le mouillage des tubes et l'épaisseur des films liquides. Différentes géométries de générateurs à plaque et à films ruisselant se sont également développées Hu et al [6] ont proposé un désorbeur à plaques et films ruisselants doté d'un système de redistribution de l'écoulement le long de la plaque mettant en œuvre des obstacles de forme hémicylindriques. Mortazavi et al [7] ont travaillé sur une architecture à plaques ailettées permettant une bonne distribution du fluide sur la plaque et donc de faibles épaisseurs de film. Le brassage régulier de la solution permet d'intensifier les transferts et ce de manière d'autant plus importante que le débit augmente. La transition vers l'ébullition nucléée apparaît pour des surchauffes de l'ordre de 10°C. Yan et al [8] proposent des desobeurs à vortex et films ruisselants de forme cyclonique pour faire baisser la pression de travail et donc restituer la vapeur d'eau avec un faible coût énergétique. De nouvelles générations de désobeurs compacts pour les applications de rafraîchissement des ambiances de petite puissance (résidence individuelle, automobile...) mettant en œuvre des échangeurs à membranes hydrophobes ou des échangeurs à plaques qui se sont développés ces dernières années. Les échangeurs à membranes apparaissent particulièrement intéressants en présence de vibrations ou pour les applications mobiles sujettes à des accélérations pour contenir les fluides comme le proposent Joo et al [9] pour une application automobile. Cependant ces échangeurs présentent des performances limitées (Ibarra-Bahena et al [10] et Venegas et al [11]). Leurs utilisations restent envisageables pour les unités de refroidissement de faible puissance, ou bien pour les systèmes de purification d'eau couplés aux systèmes à absorption. Pour ce qui est des désobeurs à plaques connus pour leurs grandes compacités, une des principales limitations concerne l'impact de la pression hydrostatique et des pertes de charges sur la température de saturation et donc sur les performances du désorbeur aux basses températures. (Garcia-Hernando et al [1], Venegas et al [12])

La présente étude porte sur la caractérisation expérimentale d'un désorbeur à plaque compact pour une application automobile à très faible colonne de liquide permettant de surmonter les problèmes rencontrés dans la littérature. Le désorbeur est constitué de plaques traversées alternativement par la solution saline et le fluide caloporteur. La solution diluée issue de l'absorbeur circule à la base de l'échangeur ; sous l'apport de chaleur des plaques chauffantes, elle génère de la vapeur et se concentre avant de retourner vers l'échangeur intermédiaire puis l'absorbeur. La vapeur générée est évacuée en partie haute du désorbeur avant de rejoindre le condenseur. Le désorbeur est étudié au moyen d'un banc d'essai spécifique développé pour les besoins de l'étude. Un soin particulier est apporté à l'instrumentation de sorte à pouvoir recouper les différentes mesures. Des visualisations par caméra rapide sont mises en œuvre pour étudier les risques de projection et d'entraînement de gouttelettes de bromure de lithium dans l'écoulement vapeur.

## **2. Banc d'essais désorption / condensation**

Le banc d'essai présenté dans la Figure 1 a été développé dans le but de caractériser expérimentalement le désorbeur compact à plaques. Le banc d'essai représente la partie à haute pression d'une machine à absorption classique simple effet, avec un désorbeur et un condenseur comme éléments principaux. La solution diluée issue du réservoir est acheminée vers le désorbeur après avoir été chauffée à la température désirée par un préchauffeur (Heater 3kW). Elle est portée à ébullition au sein du désorbeur par l'intermédiaire du fluide caloporteur issu de la chaudière électrique de 6 kW. La solution concentrée à la sortie du désorbeur est refroidie

(cooler 2 kW) avant son entrée dans le réservoir pour éviter toute risque de désorption de vapeur à ce niveau. La vapeur d'eau désorbée est acheminé vers le condenseur à plaques refroidi par le fluide caloporteur issu de l'unité froide de 5 kW. La vapeur condensée est ensuite dirigée, soit dans le réservoir d'eau soit directement dans le réservoir de la solution, en fonction de la concentration de la solution H<sub>2</sub>O/LiBr désirée à l'entrée du désorbeur. La chaudière électrique de 6 kW alimente aussi un échangeur de chaleur implanté à la base du réservoir de la solution lors du démarrage des essais afin d'atteindre la température désirée. L'unité froide utilisée pour alimenter le condenseur dispose d'un réservoir de fluide caloporteur et d'une vanne trois voies afin de réguler avec précision la température de condensation. Le banc d'essai dispose aussi d'un piège à incondensables alimenté par l'unité froide. Les débits de la solution, des fluides caloporteurs chaud et froid sont fixés par trois pompes de circulation situées respectivement à la sortie du réservoir de la solution, entre la chaudière électrique et le désorbeur, et entre l'unité froide et le condenseur.

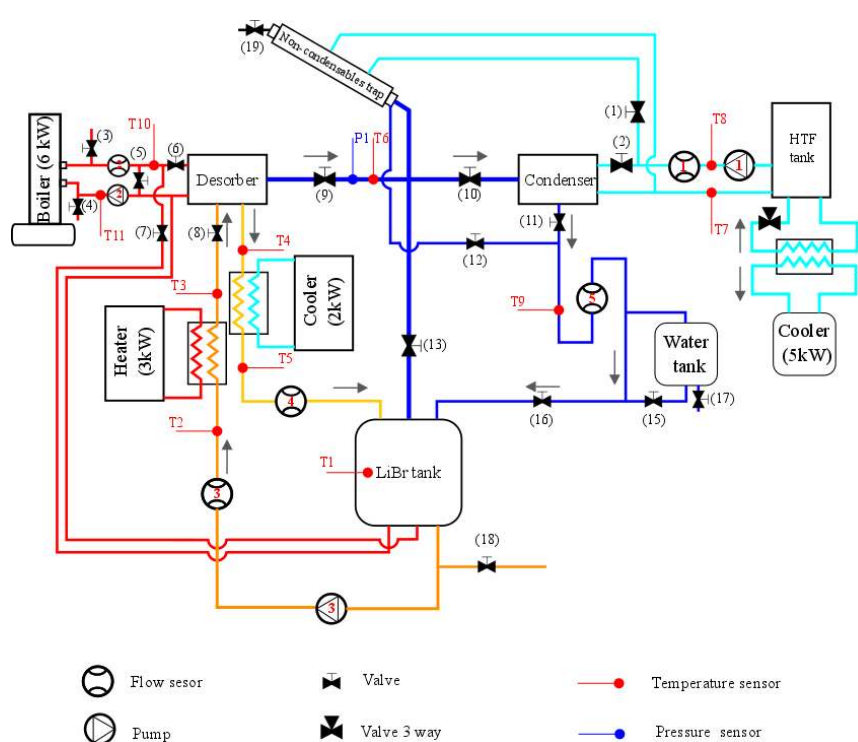


Figure 1 : Banc d'essai désorption/condensation

### 3. Instrumentation et acquisition

Le positionnement des capteurs de mesures est représenté dans la Figure 1. Le banc d'essai est équipé de 9 capteurs de température, un capteur de pression et trois débitmètres. Les capteurs de température sont placés aux bornes de chaque composant du circuit. Deux débitmètres Coriolis ont été installés en amont (KROHNR OPTIMASS 6400 C) et en aval (S10Micro Motion F025S) du désorbeur. Un troisième débitmètre Coriolis (Micro Motion CMFS010M) est installé à la sortie du condenseur pour mesurer les débits de condensat. Le capteur de pression est positionné entre le désorbeur et le condenseur au niveau du circuit de la vapeur d'eau. La centrale d'acquisition utilisée sur le banc d'essai est de type Keysight 34972A, pilotée à partir d'un programme LabView. Les incertitudes de mesures expérimentales sont regroupées dans le Tableau 1.

Capteurs	Incertitudes +/-
Thermocouples type K	0.25 °C
JUMO dTRANS P20	0.7 mbar
Coriolis Micro Motion F025S	0.15 %
Coriolis KROHNR OPTIMASS 6400 C S10	0.03 %
Coriolis Micro Motion CMFS010M	0.1 %

Tableau 1 : Incertitude des capteurs

#### 4. Détermination du débit massique de la vapeur d'eau désorbée

L'estimation du débit massique de la vapeur d'eau désorbée/condensée peut être effectuée par 4 méthodes différentes :

- a) Mesure directe à l'aide du débitmètre situé à la sortie du condenseur.

$$\dot{m}_{Vap\_Des} = \dot{m}_{liq\_Cond} \quad (1)$$

- b) Bilan d'espèce aux bornes du désorbeur.

$$\dot{m}_{LiBr}^{ent} X_{LiBr}^{ent} = \dot{m}_{LiBr}^{sor} X_{LiBr}^{sor} \quad (2)$$

$$\dot{m}_{LiBr}^{ent} = \dot{m}_{LiBr}^{sor} + \dot{m}_{Vap\_Des} \quad (3)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Des} = \frac{\dot{m}_{LiBr}^{ent} (X_{LiBr}^{sor} - X_{LiBr}^{ent})}{X_{LiBr}^{sor}} \quad (4)$$

- c) Bilan d'énergie au niveau du condenseur

$$\dot{m}_{h_{hf\_Cond}}^{ent} C_{p_{hf}} (T_7 - T_8) = \dot{Q}_{Cond}^{hf} \quad (5)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Cond} = \frac{\dot{Q}_{Cond}^{hf}}{(h_{Vap}^{ent} - h_{Liq}^{sor})} \quad (6)$$

- d) Bilan d'énergie aux bornes du désorbeur

$$\dot{m}_{h_{hf\_Des}}^{ent} C_{p_{hf}} (T_{10} - T_{11}) = \dot{Q}_{Des}^{hf} \quad (7)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Des} = \frac{\dot{m}_{LiBr}^{ent} (h_{LiBr}^{ent} - h_{LiBr}^{sor}) + \dot{Q}_{Des}^{hf}}{h_{Vap} - h_{LiBr}^{sor}} \quad (8)$$

$\dot{Q}_{Des}^{hf}$  et  $\dot{Q}_{Cond}^{hf}$  sont les flux de chaleur reçu et cédé respectivement par le désorbeur et le condenseur. Nous avons calculé l'incertitude de chaque méthode (équations 1, 4, 6 et 8). Leurs valeurs sont respectivement : 0.1%, 6%, 4.5%, 8%. La mesure avec le débitmètre présente la meilleure précision. De petites fluctuations de pression au niveau de la cuve aval (LiBr tank) impactent le débit mesuré conduisant à des oscillations de ce dernier. Pour filtrer ces oscillations, il est nécessaire de moyenner les mesures sur 25 points d'acquisition. Pour les très faibles valeurs de débits ( $\dot{m}_{liq\_Cond} < 2 \text{ kg/h}$ ) l'incertitude de mesure du débitmètre augmente sensiblement, nécessitant de calculer les débits à l'aide d'une autre méthode : le bilan d'énergie au niveau du condenseur. Les propriétés physiques de la solution saline et de l'eau (liquide et vapeur) sont calculées en utilisant les corrélations dérivées de l'énergie libre de Gibbs présentées par Yuan et al [13].

## 5. Efficacité thermique et massique

La caractérisation expérimentale du désorbeur à plaques vise à alimenter le modèle numérique que nous avons développé pour la machine à absorption dans des études précédentes [14] au travers de son efficacité. L'efficacité thermique des échangeurs de chaleur est définie comme le ratio entre le flux de chaleur transféré et le flux de chaleur maximale transférable :

$$\varepsilon_{th} = \frac{\dot{Q}_{th}}{\dot{Q}_{th}^{Max}} \quad (9)$$

Le flux maximal transféré est calculé en considérant un échangeur infiniment long fonctionnant à contre-courant. Cette définition de l'efficacité trouve rapidement ses limites dès lors que les échangeurs sont le siège de transferts de masse gouvernés par l'état des fluides (sorbant ou sorbat) comme c'est le cas au niveau du désorbeur étudié dans ce document. Il est alors nécessaire de définir une efficacité massique, qui correspond au ratio entre le débit de vapeur transférée et le débit de vapeur maximale transférable. Dans le cas d'un désorbeur, cette efficacité est donnée par :

$$\varepsilon_{m\_Des} = \frac{\dot{m}_{Vap\_Des}}{\dot{m}_{Vap\_Des}^{Max}} \quad (10)$$

Le débit de vapeur maximal désorbé est calculé en considérant un échangeur infiniment long, de sorte que la solution à la sortie du désorbeur soit à l'équilibre thermique avec le fluide caloporteur chaud ; la variation de la concentration en LiBr dans la solution est alors maximale. Son calcul nécessite la résolution d'un système de 3 équations :

$$X_{Max} = X(T_{htf}^{ent}, p_{Des/Cond}) \quad (11)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Des}^{Max} = \frac{(X_{Max} - X_{Des}^{ent}) \dot{m}_{LiBr\_Des}^{ent}}{X_{Max}} \quad (12)$$

$$\dot{m}_{Vap\_Des} = \varepsilon_{m\_Des} \dot{m}_{Vap\_Des}^{Max} \quad (13)$$

## 6. Bilan de masse et d'énergie

Sur le banc d'essai, les débits massiques imposés par les pompes sont supposés constants. Suivant le schéma décrit dans la Figure 1, les bilans de masse, d'espèce et d'énergie appliqués au désorbeur sont donnés par les équations (3), (2) et (8). La quantité d'énergie transférée à la solution saline est déterminée à partir de l'équation (7). Nous avons décomposé  $\dot{Q}_{Des}^{htf}$  en deux parties, une partie sensible et une partie latente dans le but d'estimer la partie d'énergie utilisée pour amener la solution à l'état saturé et la partie utilisée pour le changement de phase (désorption).

$$\dot{Q}_{Tot} = \dot{Q}_{Sens} + \dot{Q}_{Lat} \quad (14)$$

$$\dot{Q}_{Sens} = \dot{m}_{LiBr}^{ent} (h_{LiBr}^{sor} - h_{LiBr}^{ent}) \quad (15)$$

$$\dot{Q}_{Lat} = \dot{m}_{Vap\_Des} (h_{Vap} - h_{LiBr}^{sor}) \quad (16)$$

## 7. Les essais réalisés

Nous avons identifié les trois paramètres de fonctionnement principaux (hormis la température du fluide caloporteur) influençant la performance du désorbeur :

- La surchauffe de la solution à l'entrée du désorbeur.

- b) Le débit massique de la solution à l'entrée du désorbeur.  
 c) Configuration co-courant ou contre-courant du désorbeur.

Les débits des fluides caloporteurs chauds et froids sont fixés par le système et sont maintenus constants durant les essais. La température de chauffe varie entre la température de saturation de la solution pour la pression de travail et la température maximale que la chaudière électrique peut délivrer. La température de condensation est gérée par une vanne trois voies. Le tableau 2 regroupe les essais effectués avec la variation des paramètres d'influences.

Essais	Co-courant					Contre-courant	
	1	2	3	4	5	6	7
$T_{Cond}^{htf}$	35	35	35	35	35	35	35
$\dot{m}_{LiBr\_Des}^{ent}$	1	1	1	<b>0.83</b>	<b>0.66</b>	<b>0.83</b>	<b>0.66</b>
$\dot{m}_{nominal}$							
$X_{LiBr\_Des}^{ent}$ (%)	60	60	60	60	60	60	60
$T_{LiBr\_Des}^{ent} - T_{sat}$ (°C)	0	<b>3</b>	<b>-3</b>	0	0	0	0

Tableau 2 : planning d'essais

## 8. Résultats et discussion

Les résultats obtenus lors des 7 essais mentionnés dans le tableau 2 sont présentés sur les figures 2 à 5. Nous avons fait le choix de présenter la performance du désorbeur suivant son efficacité massique en fonction du  $\Delta T_{sat\_max}$ , défini comme l'écart entre la température du fluide caloporteur et la température de saturation de la solution à l'entrée du désorbeur.

$$\Delta T_{Sat\_Max} = T_{htf\_Des}^{ent} - T_{Sat\_LiBr}^{ent} \quad (17)$$

L'influence du sous-refroidissement et de la surchauffe de la solution en entrée du désorbeur sur l'efficacité massique est présentée sur la Figure 2. Les essais 1 et 2 présentent des comportements similaires car la majeure partie de la puissance transmise au désorbeur correspond à la chaleur latente associée à la désorption, la solution entrant dans le désorbeur à l'état saturé ou bien surchauffée. On notera toutefois qu'une surchauffe en entrée du désorbeur (essai 2) permet de favoriser la désorption même pour de faibles  $\Delta T_{sat\_max}$ . En revanche, dans le cas d'une solution sous-refroidie (essai 3), une part non négligeable de la chaleur transmise au désorbeur est associée à la chaleur sensible nécessaire pour amener la solution à son état saturé et ainsi amorcer la désorption (Figure 5) ce qui pénalise l'efficacité massique du désorbeur. L'impact du changement du débit de la solution sur la performance du désorbeur est présenté dans la Figure 3. Pour les trois essais, nous observons une faible sensibilité de l'efficacité massique au débit de solution. Cette observation se justifie par la dépendance conjointe du débit de vapeur désorbée réel et du débit de vapeur désorbable au débit de solution introduit dans le désorbeur. Pendant ces essais nous avons toutefois remarqué un effet d'entraînement de gouttelettes de solution dans le circuit de la vapeur d'eau proportionnel à l'augmentation du débit de la solution, ce qui peut réduire les performances du système aux fortes puissances. Suite à ces premiers essais en configuration à co-courant, nous avons positionné le désorbeur en configuration contre-courant afin d'évaluer quelle configuration présente le meilleur potentiel de désorption de la vapeur d'eau. Pour ces essais à contre-courant (essais 6 et 7), le débit de la solution à l'entrée du désorbeur a été fixé de façon à pouvoir confronter les résultats aux essais 4 et 5 à co-courant (Figure 4). Pour les faibles puissances de chauffe, nous observons peu d'influence de la configuration sur les valeurs d'efficacité

calculées, la quantité de chaleur reçue par le désorbeur ne permet pas de restituer une grande quantité de vapeur d'eau, ce qui ne permet pas de distinguer la meilleure configuration. Pour les hautes températures de chauffe, les essais à contre-courant présentent une efficacité massique plus élevée, s'expliquant par un transfert thermique amélioré dans cette configuration. La configuration à contre-courant favorise le transfert thermique dans le cas de notre échangeur. Pendant les essais que nous avons réalisés en configuration contre-courant, nous avons remarqué un phénomène d'entraînement des gouttelettes de solution dans le circuit de la vapeur très important, qui nous a limité à un débit maximal de 100 kg/h.

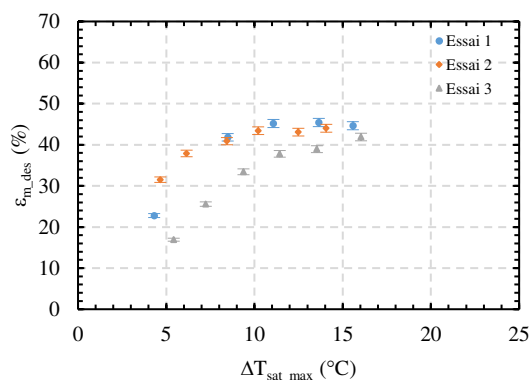


Figure 2 : Efficacité massique du désorbeur avec un changement de la température de la solution

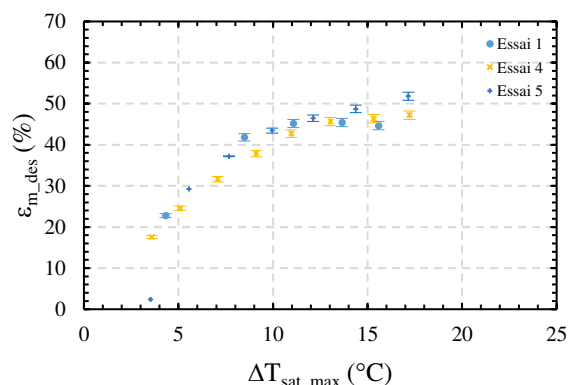


Figure 3 : Efficacité massique du désorbeur avec un changement du débit de la solution

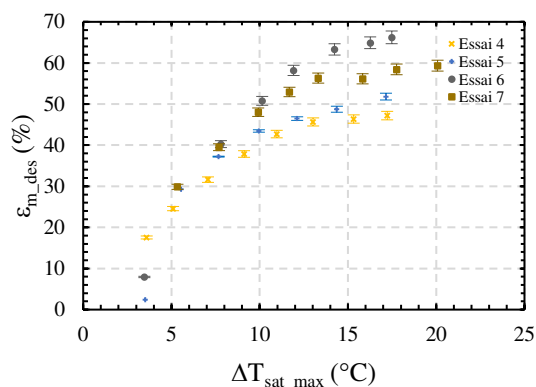


Figure 4 : Efficacité massique du désorbeur avec une configuration co-courant et contre-courant pour différents débits de la solution

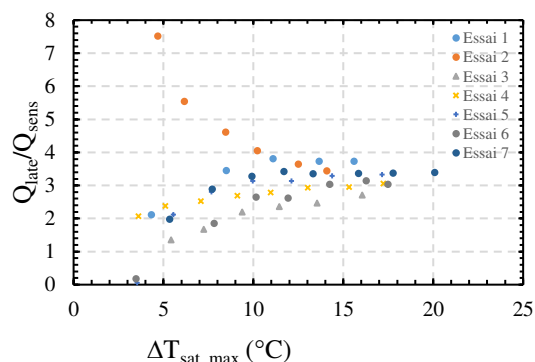


Figure 5 : Rapport entre la partie latente et la partie sensible de la puissance transmise au désorbeur

## 9. Conclusion

Cet article présente une caractérisation expérimentale d'un désorbeur compact à plaques, développé pour une application automobile. Cette configuration d'échangeur offre la possibilité d'augmenter la surface d'échange entre la plaque et la solution, ce qui permet de réduire le volume de l'échangeur. Les essais de caractérisation réalisés montrent l'influence importante de la température de la solution à l'entrée du désorbeur. Aux faibles surchauffes du fluide caloporteur, le sous-refroidissement de la solution de 3°C à l'entrée du désorbeur fait chuter l'efficacité massique de 19%. Les essais réalisés avec un changement du débit massique de la solution ne montrent pas d'influence prononcée sur l'efficacité massique du désorbeur. Enfin la configuration contre-courant offre une meilleure efficacité de désorption que la configuration co-courant. Il faut en revanche faire attention aux projections des gouttelettes de solution dans

le circuit de vapeur d'eau dues essentiellement au phénomène d'ébullition confinée (nombre de Bond :  $Bo = 0,25$ ) qui peuvent diminuer la performance du désorbeur.

**Références :**

- [1] N. Garcia-Hernando, J. A. Alemendros-Ibanez, G. Ruiz, M. de Vega, On the pressure drop in plate Heat Exchangers used as desorbers in absorption chillers, *Energy Conversion and Management* 52 (2011) 1520-1525.
- [2] R. Goulet, Development and analysis of an innovative evaporator/absorber for automotive absorption-based air conditioning systems: investigation on the simultaneous heat and mass Transfer, PhD thesis 2011.
- [3] H. OBAME MVE, Compréhension des écoulements optimisation des transferts de chaleur et de masse au sein d'une structure capillaire. PhD thesis 2014.
- [4] Y. Lazano-Véliz, J.Siquerios, D.Juarez-Romero, L. I. Morales, J. Torres-Merino, Analyze of effective wetting area of a horizontal generator for an absorption heat transformer, *Applied Thermal Engineering* 62 (2014) 845\_849.
- [5] Y. Lazano-Véliz, J. A. Hernandez, D. Juarez-Romero, A. Huicochea-Rodriguez, Improved of effective wetting area and film thickness on a concentric helical bank of a generator for an absorption heat transformer, *Applied Thermal Engineering* 106 (2016) 1319-1328.
- [6] T. Hu, X. Xie, Y. Jiang, Design and experimental study of a plate-type falling-film generator for a LiBr/H<sub>2</sub>O absorption heat pump, *International Journal of Refrigeration* 74 (2017) 304-312.
- [7] M. Mortazavi, M. Schmid, S. Moghaddam, Compact and efficient generator for low grade solar and heat driven absorption systems, *Applied Energy* 198 (2017) 173-179.
- [8] W. Yan, Y. Jian, M. ChongFang, Experimental research of novel vortex generator for solar absorption chiller, *Science in China Series E: Technological Sciences* (2009).
- [9] S. J. Hong, E. Hihara, C. Dang, Novel absorption refrigeration system with a hollow fiber membrane-based generator, *International Journal of Refrigeration* 67 (2016) 418-432.
- [10] J.Ibarra-Bahena, U. Dehesa-Carrasco, R. J. Romero, B. Rivas-Herrera, W. Rivera, Experimental assessment of hydrophobic membrane-based desorber/condenser with H<sub>2</sub>O/LiBr mixture for absorption systems, *Experimental Thermal and Fluid Science* 88 (2017) 145-159.
- [11] M. Venegas, M. de Vega, N. Garcia-Hernando, U. Ruiz-Rivas, Simplified model of a membrane-based rectangular micro-desorber for absorption chillers, *International Journal of Refrigeration* 71 (2016) 108-123.
- [12] M. Venegas, A. Zacarias, C.Vereda, A. Lecuona, R. Ventas, Subcooled and saturated boiling of ammonia-lithium nitrate solution in a plate-type generator for absorption machines, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012) 4914-4922.
- [13] Z. Yuan, K. E. Herolf, Thermodynamic properties of aqueous lithium bromide using a multiproperty free energy correlation, *HVAC&R Reesearch* , July 2005.
- [14] M. Aiane, J. Ramousse, B. Stutz, M. Bouyaud, E. Boudard, Dynamic modeling of an automotive air-conditioning system by absorption, *International Sorption Heat Pump Conference 2017*, Aug. 7-10, 2017, Tokyo.





## Thème 13

# Thermique de l'habitat

### Contents

---

Méthode de mur 1D équivalent : application à des géométries 2D et 3D à 2 ou 3 zones de température – impact sur la performance énergétique d'un bâtiment. . . . .	739
Dispositif innovant de production d'eau chaude solaire destiné à l'habitat individuel et collectif	747
Dynamic Simulation of a district cooling system using 2D orthogonal Collocation . . . . .	754
Évaluation expérimentale d'une stratégie domotique de pilotage des éléments mobiles : vers un contrôle semi-passif simple du confort d'été en BEPos . . . . .	762
Modélisation dynamique d'un bâtiment intégrant des techniques passives sous le climat chaud de Marrakech, Maroc . . . . .	770
Étude expérimentale et analyse adimensionnelle du changement de phase interne dans un échangeur air-MCP à contenants tubulaires verticaux : définition et caractérisation thermo-physique d'un matériau de stockage solide homogène équivalent . . . . .	778
Prédiction avancée de quantités d'intérêt en thermique du bâtiment par couplage mesures/modèle.	786
Évaluation des performances d'une toiture végétalisée sur le confort thermique et le microclimat	793
Étude paramétrique d'une fenêtre pariéto-dynamique intégrant un vitrage chauffant . . . . .	801
Comportement thermique et dynamique de l'écoulement d'air à l'intérieur des cavités ventilées.	809
Caractérisation thermique de matériaux in-situ par utilisation de modèles réduits modaux .	817
Étude de sensibilité de différentes méthodes de séparation pour l'évaluation simultanée de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale . . . . .	825
Refroidissement d'une baie informatique par freecooling au sein d'un bâtiment exothermique	833
Modélisation multi-échelle du comportement thermomécanique des composites contenant des matériaux à changement de phase . . . . .	841
Étude de la porosité par méthode thermique . . . . .	849
Utilisation d'une température de consigne variable selon un modèle de confort adaptatif pour réduire la charge de climatisation d'un bâtiment résidentiel à Marrakech (Maroc) . . . .	857
Analyse de sensibilité d'un modèle validé de puits canadien et étude de son potentiel de rafraîchissement et de préchauffage pour la ville d'Oujda (Maroc) . . . . .	865
Impact de la stratification externe sur les champs cinématique et thermique au sein d'un canal vertical asymétriquement chauffé . . . . .	873
Étude expérimentale et numérique d'un mur solaire composite intégrant une paroi stockeuse en mortier ciment et MCP micro-encapsulé . . . . .	881
Un évaporateur PV/T hybride au CO <sub>2</sub> : une étude numérique . . . . .	889
Impact énergétique d'un couplage de procédés - adsorption-photocatalyse - pour traiter l'air intérieur . . . . .	897
Un évaporateur PV/T hybride au CO <sub>2</sub> : une étude expérimentale . . . . .	903
A multi period optimization of the configuration and the design of a district heating network	911
Modélisation thermique d'une serre en milieu circumpolaire : étude initiale . . . . .	919

Performances des systèmes passifs de rafraîchissement dans les bâtiments traditionnels et modernes en climat semi-aride. . . . .	927
Mesure de la résistance thermique de parois à l'aide d'une chambre thermique gardée . . . .	935
Étude expérimentale des conditions de génération directe de vapeur d'un micro-cogénérateur à l'aide d'un concentrateur cylindro-parabolique . . . . .	943

---

# Méthode de mur 1D équivalent : application à des géométries 2D et 3D à 2 ou 3 zones de température – impact sur la performance énergétique d'un bâtiment.

Julien QUINTEN<sup>1\*</sup>, Véronique FELDHEIM<sup>1</sup>

<sup>1</sup>UMONS – Faculté Polytechnique – Service de Thermique et Combustion  
Rue de l'Épargne, 56 – 7000 Mons – Belgique

\*(auteur correspondant : [julien.quinten@umons.ac.be](mailto:julien.quinten@umons.ac.be))

**Résumé** - Nous rappelons le principe de notre méthode permettant de définir un mur 1D équivalent à une géométrie 2D/3D. Cette méthode est validée, dans des conditions réalistes et variables, sur six ponts thermiques d'une maison à ossature bois énergétiquement performante. La performance énergétique de cette maison est ensuite évaluée en considérant les effets dynamiques des ponts thermiques (via leurs murs équivalents) ou uniquement leurs effets statiques : en tenant compte de leur dynamique, l'impact des ponts thermiques sur les besoins annuels de froid est multiplié par 3 et l'écart de puissance instantanée nécessaire pour atteindre la consigne de température peut atteindre 500-600 W.

## Nomenclature

$A$	surface d'échange, $m^2$	$V$	volume, $m^3$
$C$	capacité thermique, $J.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
$c$	chaleur spécifique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	$\varepsilon$	erreur absolue, $W.m^{-1}$
$E$	erreur relative sur l'intégrale, %	$\phi$	facteur de structure
$e$	épaisseur, $m$	$\psi$	déperdition linéique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$g$	facteur solaire	$\rho$	masse volumique, $kg/m^3$
$k$	conductibilité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>Indices</i>	
$l$	longueur, $m$	$dep$	déperdition
$n_{50}$	taux de fuite d'air ( $\Delta p = 50$ Pa), $h^{-1}$	$e$	extérieur
$q$	flux de chaleur, $W.m^{-1}$ ou $W.m^{-2}$	$i$	intérieur
$R$	résistance thermique, $K.W^{-1}$	$int$	intégrale
$T$	température, $^{\circ}C$	$moy$	moyenne
$t$	temps, $h$	$pl$	plancher (chaque niveau considéré)
$U$	coefficient de déperdition, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$w$	fenêtre

## 1. Introduction

Dans la plupart des logiciels de simulation énergétique des bâtiments, une simplification courante est de considérer que le flux de chaleur dû à la conduction dans une paroi est 1D. La contribution statique des ponts thermiques (détails 2D/3D) peut être prise en compte via leur coefficient de déperdition, mais leur contribution dynamique ne peut être modélisée.

Les ponts thermiques pouvant représenter 5 à 39% [1] des pertes de chaleur d'une habitation, une modélisation plus précise des détails 2D/3D s'avère nécessaire pour une évaluation correcte de leur impact. Afin d'éviter une modélisation dynamique 3D intégrée à la simulation du bâtiment, nous avons besoin d'une méthode facile à intégrer dans les logiciels existants pour tenir compte des effets réels des ponts thermiques sur la performance énergétique du bâtiment.

Dans ce cadre-là, nous avons développé une méthode de mur équivalent : le principe est de remplacer le détail 2D/3D par un mur tricouche 1D (Fig. 1) ayant un comportement thermique similaire. Définir ce mur équivalent revient à déterminer la résistance  $R_m$  et la capacité  $C_m$  de

chaque couche  $m$  et en déduire les propriétés physiques (en imposant l'épaisseur  $e_m$  et la masse volumique  $\rho_m$ , on déduit la conductivité thermique  $k_m$  et la chaleur massique  $c_m$ ).

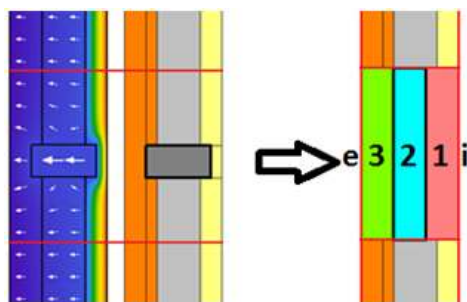


Figure 1 : Principe du mur équivalent

Le principe et les premières analyses de notre méthode sont présentés dans [2-4] : six paramètres sont à déterminer ( $R_m$ ,  $C_m$  avec  $m = 1,2,3$ ) pour définir le mur équivalent qui doit posséder la même résistance totale  $R$ , la même capacité totale  $C$  et les mêmes facteurs de structure ( $\phi_{ii}$ ,  $\phi_{ie}$  et  $\phi_{ee}$ ) que la géométrie 2D/3D [5]. Parmi les murs 1D respectant ces conditions, le *meilleur mur équivalent 1D* est celui qui minimise la fonction objectif  $F$  (Eq. 1) :

$$F = \sqrt{\sum_{t=400h}^{t=2000h} (q_i(t) - q'_i(t))^2} \quad (1)$$

Cette fonction  $F$  compare, à chaque instant, les flux de chaleur à travers la surface intérieure du détail 2D/3D ( $q_i$ ) et du mur équivalent ( $q'_i$ ). Ces flux sont calculés par simulation numérique pour le détail 2D/3D et via la matrice de fonctions de transfert dans le domaine fréquentiel pour les murs 1D, dans les conditions suivantes : une température intérieure constante (0) et une température extérieure étant la somme de 9 harmoniques représentatives du climat belge [4].

Dans cet article, nous présentons la suite du travail déjà réalisé. La fonction objectif  $F$  a été modifiée en utilisant, désormais, le flux évalué pour une température intérieure sinusoïdale (amplitude unitaire autour de 0, période de 24h) et non plus constante : cela permet de s'assurer que le mur équivalent est capable d'également prendre en compte l'impact des variations de température intérieure sur le flux de chaleur transmis à l'intérieur. Cette fonction objectif a été validée sur les mêmes ponts thermiques que ceux présentés dans [4] et, dans cet article, sur des ponts thermiques d'une habitation à ossature bois.

Nous comparons également, pour l'évaluation des besoins énergétiques de cette habitation, l'utilisation de notre méthode de mur équivalent par rapport à une considération classique des ponts thermiques (via leur coefficient de déperdition  $\psi$ ).

## 2. Présentation du bâtiment et des ponts thermiques étudiés

### 2.1. Bâtiment

Le bâtiment étudié est fictif et ses caractéristiques (voir Table 1) sont celles d'une maison passive à ossature bois (bonne isolation et bonne étanchéité à l'air). Il s'agit d'une maison quatre façades, à un étage. Le flux peut être considéré 1D sur 43% de l'enveloppe extérieure.

$V$	$A_{pl}$	$A_{dep}$	$A_w$	$U_{mur}$	$U_{toit}$	$U_{dalle}$	$U_w$	$g_w$	$n_{50}$
$m^3$	$m^2$	$m^2$	$m^2$		$W.m^{-2}.K^{-1}$			-	$h^{-1}$
558	174	414	27.2	0.175	0.121	0.126	0.57	0.585	0.6

Table 1 : Propriétés principales du bâtiment étudié

Pour la modélisation du bâtiment, nous considérons les hypothèses suivantes :

- Modèle monozone du bâtiment ;
- Température du sol  $T_{sol}$  constante et valant 10°C ;
- Portes, cheminées, gouttières, câbles et légère pente de la toiture non considérés ;
- Briques parfaitement jointes ;
- Membranes d'étanchéité non modélisées (pas d'impact thermique) ;
- Les zones d'influence des ponts thermiques sélectionnés (Section 2.2) sont considérées non superposées, comme on peut le voir sur la Fig. 2 :
  - En jaune (a) : pour la jonction toiture plate – mur extérieur ;
  - En bleu (b) : pour la jonction plancher intermédiaire – mur extérieur ;
  - En vert (c) : pour la jonction dalle de sol – mur extérieur ;
  - En rouge (d) : pour la jonction mur extérieur – mur extérieur (coin) ;
  - En blanc (e) : pour la jonction mur intérieur – mur extérieur ;
  - De plus, les fenêtres sont supposées être placées dans les zones de l'enveloppe extérieure non perturbée par d'autres jonctions (zones brunes, f).

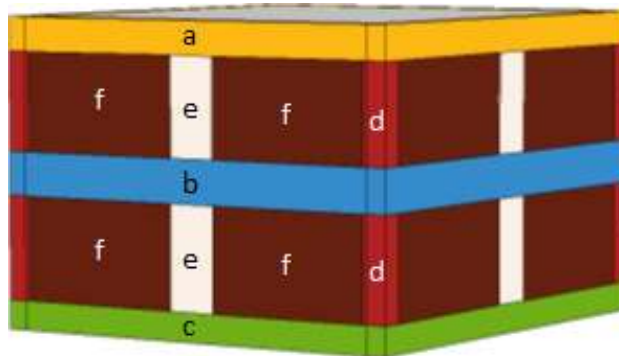


Figure 2 : Zones d'influence considérées des ponts thermiques

## 2.2. Ponts thermiques

Six ponts thermiques ont été sélectionnés dans le bâtiment présenté (Fig. 4-9) : pour certains, une tranche du détail est étudiée pour tenir compte de l'influence des montants en bois et des solives. Les matériaux les constituant sont repris dans la Fig. 3. Pour chaque pont thermique, leur zone d'influence [3] a été déterminée et elle sera à remplacer par sa structure équivalente.

1	Brique	6	Bois	11	Béton armé
2	Air	7	Plâtre	12	Chape ciment
3	Fibre de bois	8	Béton	13	Béton cellulaire
4	Laine de roche	9	Carrelage	14	PUR
5	OSB	10	Mousse polyoléfine	15	Châssis

Figure 3 : Liste des matériaux

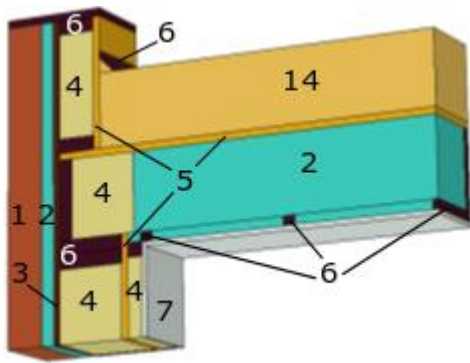


Figure 4 : Toiture – mur ext.

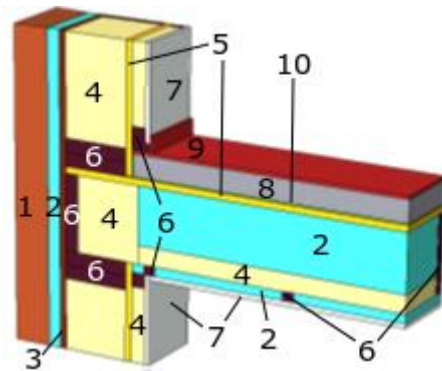


Figure 5 : Plancher int. – mur ext.

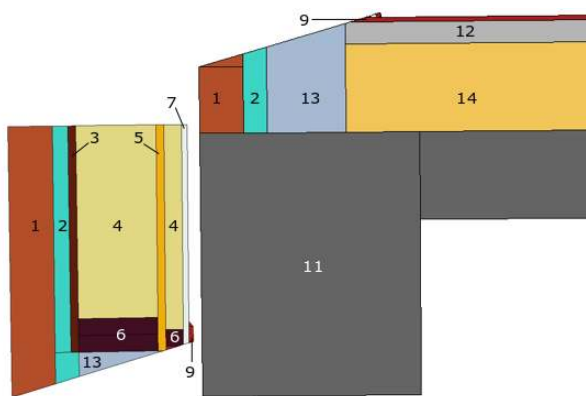


Figure 6 : Dalle – mur ext. (deux parties)

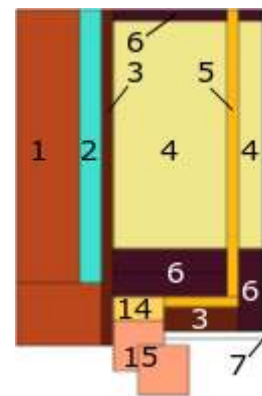


Figure 7 : Châssis – mur ext.

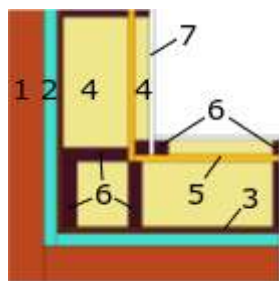


Figure 8 : Coin

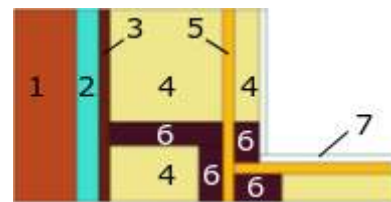


Figure 9 : Mur int. – mur ext. (symétrie)

Les montants en bois répartis dans la couche isolante du mur extérieur créent aussi des ponts thermiques. Une simplification classique est de remplacer cette couche « bois (9.5%) + isolant (90.5%) » par une couche équivalente, ayant des propriétés physiques déterminées en pondérant celles des matériaux par leur volume. Nous avons vérifié que cela conduit à de bons résultats (non présentés ici) et elle a été validée par une autre étude [6]. Cette simplification est donc utilisée pour le mur extérieur de ce bâtiment, sauf dans les zones d'influence d'autres jonctions.

La jonction dalle – mur extérieur est un cas particulier avec trois zones de température (contact avec trois ambiances :  $T_i$ ,  $T_e$  et  $T_{sol}$ ). Le pont thermique est alors divisé en deux parties (une en contact avec  $T_i$  et  $T_e$ , l'autre avec  $T_i$  et  $T_{sol}$ ) (Fig. 6) en reprenant la méthode proposée par F. Aguilar [7]. Un mur équivalent est déterminé indépendamment pour chaque partie, les conditions aux limites correspondantes sont appliquées et les contributions des deux parties sont sommées. Pour la partie en contact avec  $T_i$  et  $T_{sol}$ , les flux utilisés dans la fonction  $F$  sont évalués pour une température constante (0) du sol, au lieu d'une somme d'harmoniques.

### 3. Validation des murs équivalents

La précision de l'évaluation du flux transmis à l'intérieur en utilisant les murs équivalents, déterminés pour les ponts thermiques cités, est étudiée dans les conditions suivantes (Fig. 10) : les données météorologiques horaires d'Uccle (Belgique) et une température intérieure réaliste, tenant compte d'une consigne de chauffage variable, sont utilisées. ( $U_i = 1/R_i = 8 \text{ W/m}^2\text{K}$ ,  $U_e = 1/R_e = 23 \text{ W/m}^2\text{K}$  [8], absorption solaire = 0.75,  $\Delta t = 1 \text{ h}$ ).

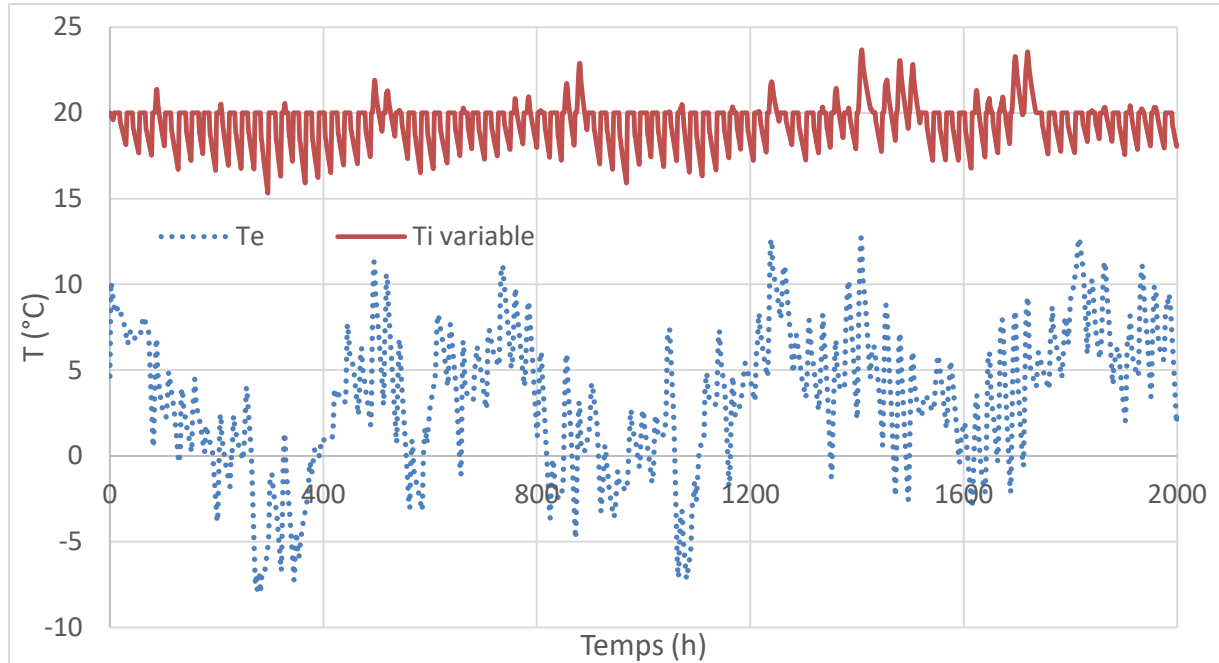


Figure 10 : Températures intérieure et extérieure

La référence est le résultat de la simulation numérique des détails 2D/3D. On la compare avec les résultats obtenus en utilisant les structures équivalentes et ceux relatifs à une évaluation classique (Eq. 2 : le calcul dynamique est réalisé pour la paroi 1D et la contribution statique  $\Psi$  du détail est ajoutée). Deux indicateurs sont calculés pour les 2000 premières heures de l'année ( $\Delta t = 1 \text{ h}$ ) : la moyenne de l'erreur absolue sur le flux ( $\varepsilon_{\text{moy}}$ ) et l'erreur relative sur la valeur de l'intégrale du flux ( $E_{\text{int}}$ ). Les résultats sont repris dans la Table 2.

$$q_{i,\text{classique}}(t) \times A = q_{i,1D}(t) \times A + \psi \times l \times (T_e(t) - T_i(t)) \quad (2)$$

	Méthode	$E_{\text{int}}$ %	$\varepsilon_{\text{moy}}$ $\text{W.m}^{-1}$	$l$ m	$\varepsilon_{\text{moy}} \cdot l$ W	$\psi$ $\text{W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Toiture – mur ext. (Fig. 4)	Classique	17	1.48	37.4	55.2	-0.039
	Equivalent	0.01	0.15	37.4	5.4	-
Plancher int. – mur ext. (Fig. 5)	Classique	5.4	4.29	37.4	160	0.044
	Equivalent	0.09	0.13	37.4	4.7	-
Dalle – mur ext. (Fig. 6)	Classique	0.47	1.95	37.4	72.9	0.021
	Equivalent	0.51	0.10	37.4	3.7	-
Châssis – mur ext. (Fig. 7)	Classique	8.9	0.62	68	42.2	0.048
	Equivalent	0.05	0.42	68	28.5	-
Coin (Fig. 8)	Classique	8.4	1.05	16.9	17.7	-0.107
	Equivalent	0.04	0.09	16.9	1.5	-
Mur int. – mur ext. (Fig. 9)	Classique	2.2	0.37	33.8	12.5	0.005
	Equivalent	0.28	0.21	33.8	7.2	-

Table 2 : Comparaison flux : ponts thermiques – mur équivalents



Nous remarquons dans la Table 2 que, pour chaque structure équivalente, l'erreur moyenne sur le flux est inférieure à 0.5 W/m et l'erreur sur l'intégrale du flux atteint au plus 0.5%. L'écart moyen maximal est atteint pour la jonction châssis-mur extérieur. Pour l'évaluation classique du pont thermique, l'erreur moyenne est 1.5 à 35 fois plus importante et l'erreur sur l'intégrale peut atteindre plusieurs pourcents (jusqu'à 17% pour la jonction toiture-mur extérieur). En sommant les erreurs moyennes totales ( $\varepsilon_{\text{moy.1}}$ ), nous obtenons une valeur d'environ 50 W pour les murs équivalents et de 360 W pour l'évaluation classique. Les résultats sont donc très bons.

## 4. Simulations énergétiques du bâtiment

### 4.1. Cas étudiés

La simulation énergétique du bâtiment ( $\Delta t = 1\text{h}$ ) est réalisée avec le logiciel TRNSYS 17. Trois approches concernant la modélisation des ponts thermiques sont comparées :

- 1) *SansPT* : L'effet des ponts thermiques est négligé.
- 2) *PTstat* : Seul l'effet stationnaire des ponts thermiques est considéré, via leur coefficient de déperdition linéique  $\psi$ . Dans ce cas-ci, la contribution statique totale des ponts thermiques vaut 2.615 W/K.
- 3) *PTdyn* : L'effet dynamique des ponts thermiques est considéré, en remplaçant les zones perturbées (par un pont thermique) par leur structure équivalente.

### 4.2. Evolution naturelle de la température

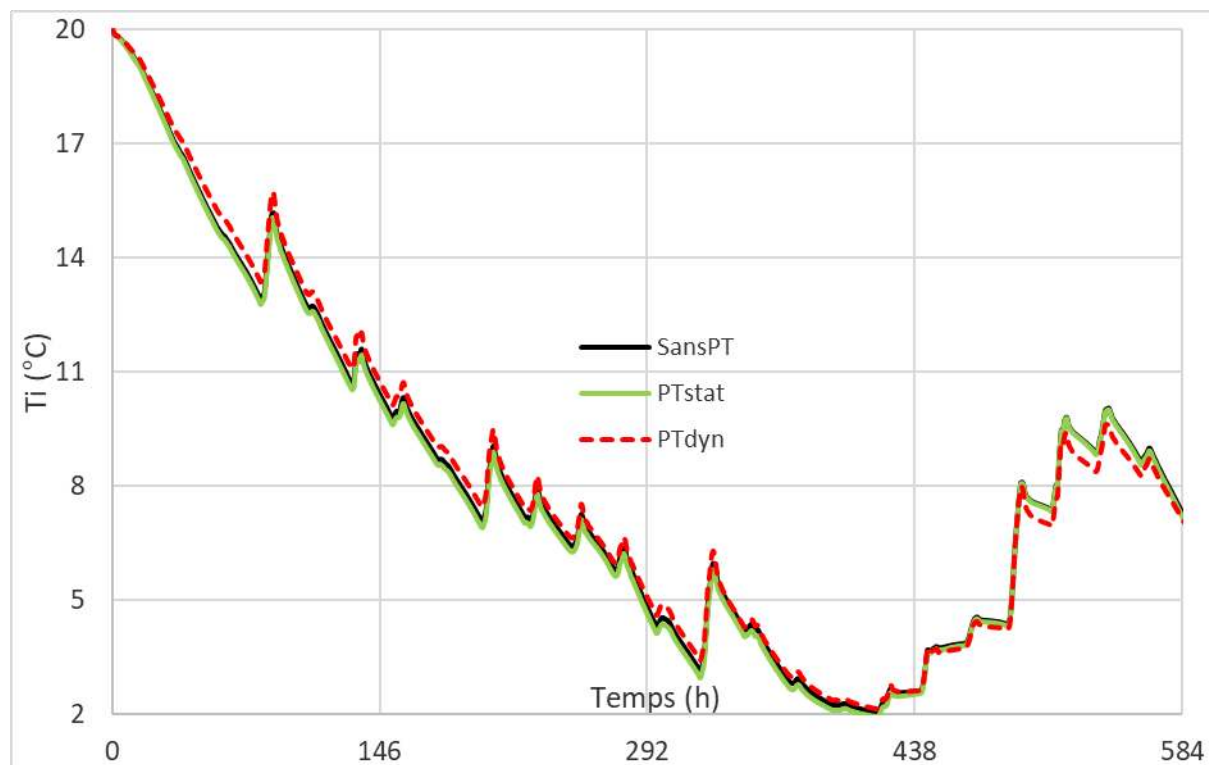


Figure 11 : Evolution temporelle de la température intérieure - trois modèles de ponts thermiques

Une première étude est réalisée sans tenir compte du chauffage, du refroidissement, de la ventilation et des gains internes, afin d'analyser l'évolution naturelle de la température intérieure quand le bâtiment est soumis aux conditions extérieures, pour les trois approches (Fig. 11). La dynamique de cette température pour les cas sans pont thermique et avec ponts thermiques statiques est similaire, avec un écart de l'ordre de 0.2°C. Entre les cas « ponts



thermiques statiques » et « ponts thermiques dynamiques », les variations de température sont un peu moins rapides et importantes pour le cas dynamique (par ex., la pente moyenne sur les 80<sup>ères</sup> heures est de  $-0.08^{\circ}\text{C}/\text{h}$  et cette température est comprise entre  $2.1$  et  $28.8^{\circ}\text{C}$  durant toute l'année alors que ces valeurs sont de  $-0.09^{\circ}\text{C}/\text{h}$  et entre  $1.9$  et  $29.2^{\circ}\text{C}$  pour le cas statique) : cela correspond à une inertie globale du bâtiment un peu plus élevée en tenant compte de la dynamique des ponts thermiques et une consommation énergétique moins importante pour le chauffage et, surtout, pour le refroidissement est attendue dans ce cas.

### 4.3. Besoins de chauffage et refroidissement

Afin d'évaluer les besoins énergétiques annuels, la consigne pour le refroidissement a été définie à  $25^{\circ}\text{C}$  et celle pour le chauffage à  $20$  ou  $16^{\circ}\text{C}$  suivant les périodes du jour. La puissance de chauffe est limitée à  $4\text{ kW}$  et celle de refroidissement à  $2\text{ kW}$ . Le taux de renouvellement d'air pour la ventilation est fixé à  $0.35\text{ h}^{-1}$  (un récupérateur de chaleur est utilisé sans by-pass, son rendement vaut  $85\%$ ) et les gains internes sont en moyenne de  $600\text{ W}$  sur une journée. Des protections solaires sont également utilisées pour limiter la surchauffe.

	<i>Besoins de chauffage</i>			<i>Besoins de refroidissement</i>		
	$\text{kWh.m}^{-2}$			$\text{kWh.m}^{-2}$		
	SansPT	PTstat	PTdyn	SansPT	PTstat	PTdyn
Année	8.66	9.15	9.04	7.75	7.53	7.07
		+5.7%	+4.4%		-2.8%	-8.8%

Table 3 : Besoins annuels en énergie - trois modèles de ponts thermiques

Dans la Table 3, les besoins annuels pour le chauffage et le refroidissement sont repris pour les trois approches. Ils sont assez faibles, en sachant que le label passif impose des besoins annuels inférieurs à  $15\text{ kWh/m}^2$  : ils sont de  $8.7\text{ kWh/m}^2$  pour le chauffage et de  $7.8\text{ kWh/m}^2$  pour le refroidissement (surface utilisée :  $A_{\text{pl}}$ ), pour le cas sans les effets des ponts thermiques. Près de  $90\%$  des pertes de chaleur de ce bâtiment se font par transmission et les ponts thermiques augmentent d'environ  $5\%$  les besoins annuels de chauffage : les cas statique et dynamique donnent des résultats assez similaires. Par contre, les ponts thermiques diminuent les besoins de refroidissement et leur impact est multiplié par 3 si on tient compte de leur dynamique ( $-9\%$ ), par rapport au cas statique ( $-3\%$ ). Concernant la puissance instantanée nécessaire, des différences de l'ordre de  $500\text{ W}$  pour le refroidissement et de  $600\text{ W}$  pour le chauffage sont atteintes entre le cas dynamique et le cas statique des ponts thermiques.

### 4.4. Surchauffe

Afin d'évaluer la surchauffe du bâtiment, les degrés-heures de surchauffe sont calculés par rapport à différentes températures seuils (Table 4) (aucun refroidissement n'étant considéré).

<i>Température seuil</i>	<i>Degrés-heures de surchauffe</i>		
$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C.h}$		
	SansPT	PTstat	PTdyn
23	20421	19601 (-4.0%)	18647 (-8.7%)
25	12974	12325 (-5.0%)	11542 (-11.2%)
26	9822	9255 (-5.8%)	8522 (-13.2%)
28	4681	4306 (-8.0%)	3787 (-19.1%)

Table 4 : Degrés-heures de surchauffe - trois modèles de ponts thermiques

La prise en compte des ponts thermiques diminue la surchauffe (de  $4$  à  $8\%$  pour le cas statique, de  $9$  à  $19\%$  pour le cas dynamique, selon le seuil de température). L'impact des ponts thermiques sur la surchauffe est multiplié par un facteur  $2$  à  $2.5$  si on considère leur dynamique.

## 5. Conclusion

Le principe de notre méthode de mur équivalent, pour considérer simplement la dynamique des détails 2D/3D dans les simulations énergétiques, a été rappelé. Le but de cette méthode est de pouvoir améliorer l'évaluation du comportement énergétique de ces détails et donc d'un bâtiment (consommation, surchauffe, confort) ainsi qu'améliorer le dimensionnement de ses systèmes de chauffage/refroidissement. Cette méthode a été adaptée afin de tenir compte correctement de l'impact de variations de température intérieure. Six ponts thermiques d'une maison à ossature bois énergétiquement performante ont été sélectionnés, ils présentent une bonne isolation et une bonne étanchéité à l'air. Leurs murs équivalents ont été validés dans des conditions réalistes : dans chaque cas, l'erreur moyenne sur le flux est inférieure à 0.5 W/m et l'erreur sur l'intégrale du flux ne dépasse pas 0.5%. Une évaluation classique conduit à une erreur sur l'intégrale atteignant jusqu'à 17% et l'erreur moyenne, pondérée par la longueur des ponts thermiques, est 7 fois plus élevée. A noter qu'un cas à trois zones de température a été considéré pour la jonction dalle de sol – mur extérieur : le pont thermique est alors divisé en deux parties et un mur équivalent est déterminé pour chacune d'entre elles.

La performance énergétique de cette maison a été évaluée pour trois cas : sans les effets des ponts thermiques, avec leurs effets statiques et avec leurs effets dynamiques. Sans ces effets, les besoins annuels de chauffage/refroidissement sont respectivement de 8.7 kWh/m<sup>2</sup> et 7.8 kWh/m<sup>2</sup>. En considérant les effets statiques ou dynamiques, les besoins de chauffage sont augmentés (+5%), puisque les ponts thermiques augmentent les pertes de chaleur, et sont assez similaires. Par contre, l'impact des ponts thermiques sur les besoins de froid est triplé si leur dynamique est considérée (-9%), par rapport au cas statique (-3%), même si cela ne correspond qu'à une différence de 0.46 kWh/m<sup>2</sup>/an. Ces résultats sont dus à une légère augmentation de l'inertie globale du bâtiment quand on considère la dynamique des ponts thermiques. Entre les cas statique et dynamique, des écarts de puissance instantanée peuvent atteindre environ 500 W pour le refroidissement et 600 W pour le chauffage (25% et 15% de la puissance maximale). Les perspectives de ce travail sont d'étudier d'autres types de ponts thermiques et de bâtiments.

### Références

- [1] K. Martin, A. Erkoreka, I. Flores, M. Odriozola, J.M. Sala, Problems in the calculation of thermal bridges in dynamic conditions, *Energy and Buildings*, 43 (2011), 529-535.
- [2] J. Quinten, V. Feldheim, Détermination d'un mur 1D équivalent à une structure 2D/3D : analyse de la méthode, *Proc. Congrès Français de Thermique 2015* (La Rochelle, 26-29 mai 2015).
- [3] J. Quinten, V. Feldheim, Détermination d'un mur 1D équivalent à une structure 2D/3D : application à différents ponts thermiques et limites actuelles de la méthode, *Proc. Congrès Français de Thermique 2016* (Toulouse, 31 mai – 3 juin 2016).
- [4] J. Quinten, V. Feldheim, Détermination d'un mur 1D équivalent à une structure 2D/3D : nouvelle fonction objectif, impact du flux solaire et des phénomènes surfaciques, *Proc. Congrès Français de Thermique 2017* (Marseille, 30 mai – 2 juin 2017).
- [5] J. Kosny, E. Kossecka, Equivalent wall as a dynamic model of a complex thermal structure, *Journal of Building Physics*, vol. 20 no. 3 (1997), 249-268.
- [6] B. Karambakkam, B. Nigusse, J. D. Spitler, A one-dimensional approximation for transient multi-dimensional conduction heat transfer in building envelopes, *Proc. 7th Symposium Physics in the Nordic Countries* (Reykjavik, Islande, 2005).
- [7] F. Aguilar, J. P. Solano, P. G. Vicente, Transient modeling of high-inertial thermal bridges in buildings using the equivalent wall method, *Applied Thermal Engineering*, 67 (2014), 370-377.
- [8] Annexe B1 à l'arrêté du Gouvernement wallon du 15/05/2014 portant exécution du décret du 28/11/2013 relatif à la PEB : Documents de référence pour les pertes par transmission.

# Dispositif innovant de production d'eau chaude solaire destiné à l'habitat individuel et collectif

Jean-Marie MANCAUX\*, Régis OLIVES

Laboratoire PROMES-CNRS, Université de Perpignan Via Domitia

Rambla de la Thermodynamique, Tecnosud, 66100 Perpignan

\*(auteur correspondant : jean-marie.mancaux@univ-perp.fr)

**Résumé** - Ce travail présente un dispositif innovant conduisant à réduire les coûts et faciliter la mise en œuvre de chauffe-eau solaires implantés dans le sud de la France. Le dispositif permet d'utiliser les chauffe-eau électriques communément installés sans modification majeure. L'eau sanitaire circule en direct dans le capteur réduisant à un seul les échanges de chaleur et évitant l'emploi de glycol. Le gel est géré par le boîtier de régulation qui déclenche une recirculation momentanée de l'eau. Le fonctionnement est analysé en terme de stratification dans le ballon, la gestion du gel ainsi que la couverture solaire sur l'année.

## Nomenclature

$t$  temps, s  
 $T$  température, °C

## 1. Introduction

Dans le secteur du bâtiment, la production d'eau chaude sanitaire (ECS) demeure un des postes les plus consommateurs d'énergie (12 % de la consommation énergétique moyenne). L'énergie électrique est la source de production la plus utilisée avec 46,5 % des résidences principales dont 51,9 % dans l'habitat individuel. Les systèmes de production solaires sont une solution pertinente, efficace et adaptée pour réduire les consommations énergétiques ainsi que les émissions de gaz à effet de serre [1, 2]. Dans le cas d'un réservoir de 300 L avec 4 m<sup>2</sup> de capteurs solaires thermiques, la couverture des besoins est typiquement de 50 à 75 %. Or le marché du solaire thermique a plutôt tendance à se ralentir comme le montre la figure 1 [3]. Une des principales raisons demeure le prix du matériel ainsi que la difficulté de mise en œuvre. Ce travail présente un dispositif innovant conduisant à réduire les coûts et à faciliter la mise en œuvre. En effet, ce dispositif comprenant une canne de circulation permet d'utiliser les chauffe-eau électriques communément installés sans modification majeure tout en y intégrant une source de chauffage solaire. Dans un premier temps, nous analysons la distribution de température dans un ballon instrumenté et muni de la canne de circulation. Puis, nous présentons les résultats obtenus sur une installation en fonctionnement réel. Cette étude permet de dégager les intérêts dans l'habitat aussi bien individuel que collectif d'un tel procédé en termes de coûts, d'économie d'énergie, d'empreinte carbone et de mise en œuvre tant dans le neuf que dans la rénovation.

## 2. Description du dispositif

Le dispositif est une canne de circulation dite aussi perche composée de deux parties (fig. 2). La partie basse permet de puiser l'eau froide en bas du réservoir. La partie haute, déclinée en trois longueurs différentes pour s'adapter aux standards du marché, est vissée sur la première partie afin d'injecter l'eau réchauffée aux deux tiers de la hauteur du réservoir (fig. 3). Afin de simplifier le procédé, le fluide caloporteur qui circule dans les panneaux solaires est l'eau



Figure 1 : Évolution des surfaces installées dans l'Union européenne depuis 1994 (en m<sup>2</sup>) (EurObserv'ER 2017)

sanitaire puisée dans le réservoir. Cela permet d'éviter l'emploi de glycol. Le montage est alors simplifié, le coût est réduit de manière significative, tout comme les opérations de maintenance. La perche a été conçue (32 trous de 10 mm) de manière à ce que la vitesse de fluide, lors de l'injection d'eau chaude aux 2/3 de la hauteur, soit la plus faible possible tout en assurant les débits nécessaires. De la même manière, lors du puisage d'ECS, l'eau injectée en partie basse passe par 32 trous de 10 mm. Cette configuration a pour but de limiter la déstratification. Dans les chauffe-eau électriques, on met en place habituellement un brise jet sommaire constitué d'un tube pincé de diamètre 19 mm et de quelques trous de petit diamètre.

Dans la configuration avec cette perche, l'eau sanitaire circule en direct dans le capteur réduisant à un seul les échanges de chaleur. La technologie est ainsi simplifiée. L'avantage est alors de bénéficier de la capacité thermique plus élevée de l'eau que celle du mélange eau-glycol. L'inconvénient est le risque de gel qui est géré par le système de régulation. En cas d'une température extérieure inférieure à 2°C, le circulateur est mis en route par le système de régulation ; la circulation d'eau s'arrête dès que le capteur atteint 6°C. Les pertes liées à cette recirculation s'avèrent négligeables dans les zones géographiques où le gel apparaît occasionnellement. Pour les zones soumises à davantage de risque de gel, un circuit primaire solaire rempli d'eau glycolée peut toujours être mis en place avec un échangeur intermédiaire.

### 3. Étude du dispositif

#### 3.1. Dispositif expérimental

Nous avons axé l'étude sur l'évolution de la distribution de la température dans le ballon afin de connaître l'influence de la perche et de l'injection d'eau sur la stratification. Ainsi un ballon a été instrumenté en implantant une série de thermocouples comme indiquée sur la figure 4. Il s'avère que la vitesse de l'eau est inférieure à  $v = 0,1 \text{ m.s}^{-1}$ . Ceci a l'avantage de pouvoir limiter le risque de déstratification. En effet, lors d'une injection, on peut remarquer que l'écart de température entre les thermocouples 105 et 110 (partie médiane supérieure) est de l'ordre de 2°C (fig. 5). Cette faible différence de température reflète la qualité de la stratification. La géométrie et les dimensions de la perche conduisent à préserver la température du volume d'eau en partie supérieurs du ballon. Une étude plus approfondie est envisagée pour optimiser la

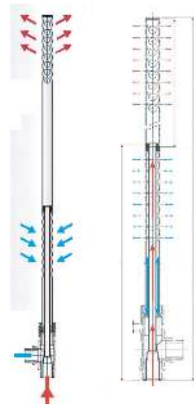


Figure 2 : Canne de circulation

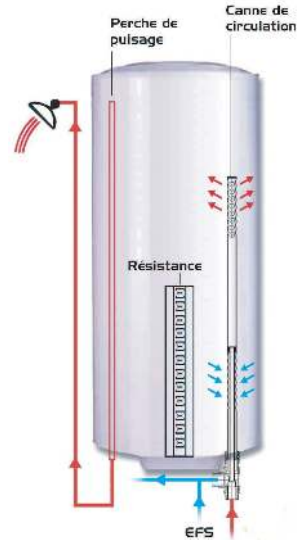


Figure 3 : Mise en œuvre de la canne dans un ballon d'ECS

géométrie et les dimensions de la perche.

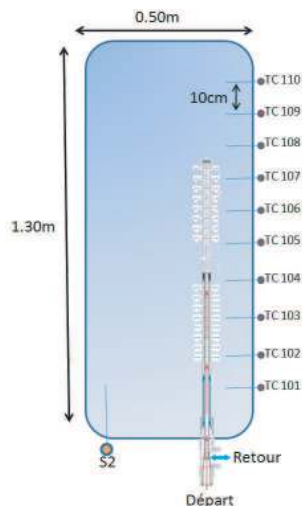


Figure 4 : Implantation de thermocouples dans le ballon muni d'une perche

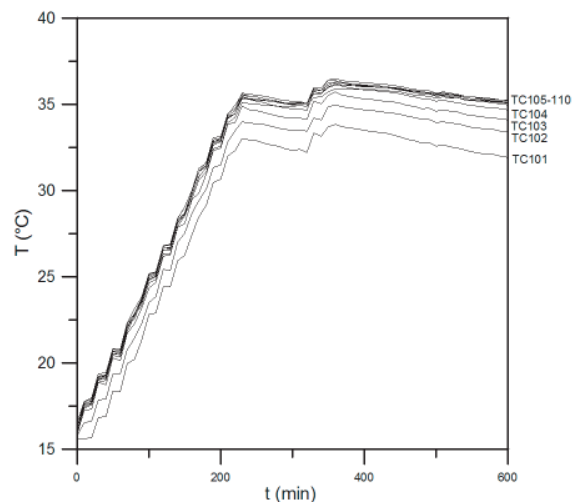


Figure 5 : Évolution des températures lors d'une injection d'eau chaude solaire

### 3.2. Dispositif en situation réelle

Afin de mettre en évidence les performances de ce système, une installation a été mise en place dans un foyer occupé par une famille de cinq personnes (deux adultes et trois enfants). Cette installation comporte deux panneaux solaires (FK7200 de GREENoneTec, [4]) d'une surface totale de 3,75 m<sup>2</sup> (2 × 1,88 m<sup>2</sup>) et d'un cumulus électrique de 300 litres équipé d'une perche. Le puisage quotidien est compris entre 150 et 200 litres. L'orientation des capteurs est sud-sud est avec une inclinaison de 30°. L'eau est le fluide caloporteur qui circule dans les deux capteurs solaires et qui est injecté par la perche dans le ballon. La figure 6 présente le synoptique de l'installation. Bien entendu, les matériaux qui constituent la boucle solaire sont en parfait accord avec la réglementation sanitaire. Typiquement, une des propriétés du cuivre

présent dans les capteurs et la jonction réduit fortement le risque de contamination bactérienne déjà peu favorisée par de l'eau en mouvement.

La mise en route du système est assurée par un boîtier de régulation différentiel auquel sont reliés les sondes de températures et le circulateur. La sonde capteur (S1) est implantée en haut du capteur par un contact avec l'absorbeur. La sonde réservoir (S2) est en contact direct avec la paroi du réservoir. Lorsque la différence de température entre les deux capteurs S1 et S2 est de 6 K, le circulateur se met en route. L'arrêt du système est effectué lorsque cette différence atteint 4 K. Ces écarts de température sont ceux rencontrés habituellement sur les régulateurs en réglages d'usine. Ils évitent un fonctionnement saccadé du circulateur. Le débit de celui-ci est ajusté par le boîtier de régulation (RESOL) en fonction de la différence de température entre le capteur et le réservoir. La régulation fonctionne donc comme un dispositif de réglage de différence standard. Plus précisément, Si la condition différentielle d'enclenchement est atteinte (6 K), le circulateur est enclenché pour une durée de 10 s à 100 % (impulsion de démarrage), puis le circulateur passe à la vitesse minimale de 30 %. Si la différence de température atteint la valeur de consigne (10 K), la vitesse est augmentée de 10 %. Après ce palier, la vitesse du circulateur est augmentée de 10 % à chaque accroissement supplémentaire de 2 K jusqu'au maximum à 100 %.

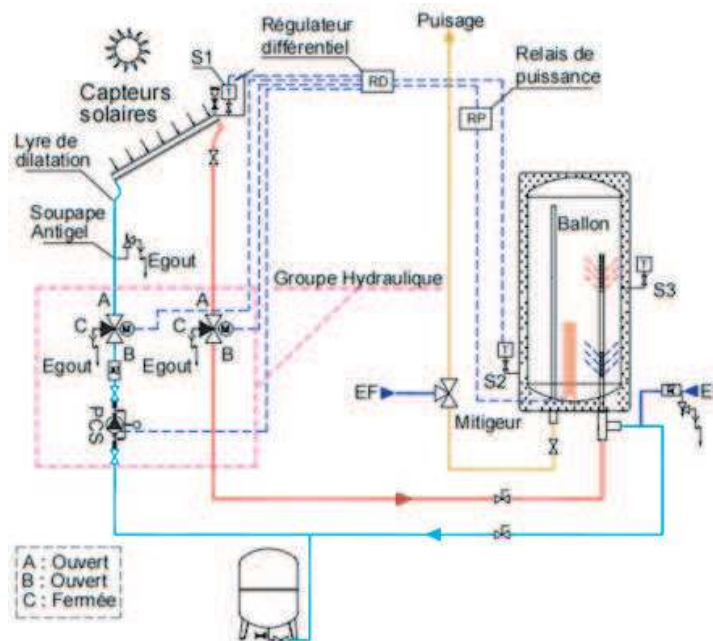


Figure 6 : Synoptique de l'installation

### 3.2.1. Journée ensoleillée

Afin de mieux comprendre le fonctionnement de l'installation intégrant la perche, nous proposons d'analyser le cas d'une journée d'hiver ensoleillée. La figure 7 présente l'évolution au cours d'une journée des températures mesurées au niveau du capteur solaire et du réservoir. L'ensoleillement et les puisages sont aussi indiqués. Ces derniers ont lieu essentiellement le matin et le soir, pour un volume total d'environ 150 L. Le circulateur est mis en route lorsque la température du capteur est suffisamment élevée. Au cours de cette journée, lorsque l'ensoleillement dépasse environ  $300 \text{ W.m}^{-1}$ , le circulateur est mis en route et l'eau commence

à être chauffée par le capteur. Compte tenu des fluctuations du rayonnement solaire et de la température de l'eau dans le réservoir, la circulation est interrompue plusieurs fois dans la journée. Néanmoins, suites aux bilans réalisés sur les journées de novembre et de décembre, on constate qu'environ 50 % de la chaleur extraite lors des puisages est assurée par l'énergie solaire.

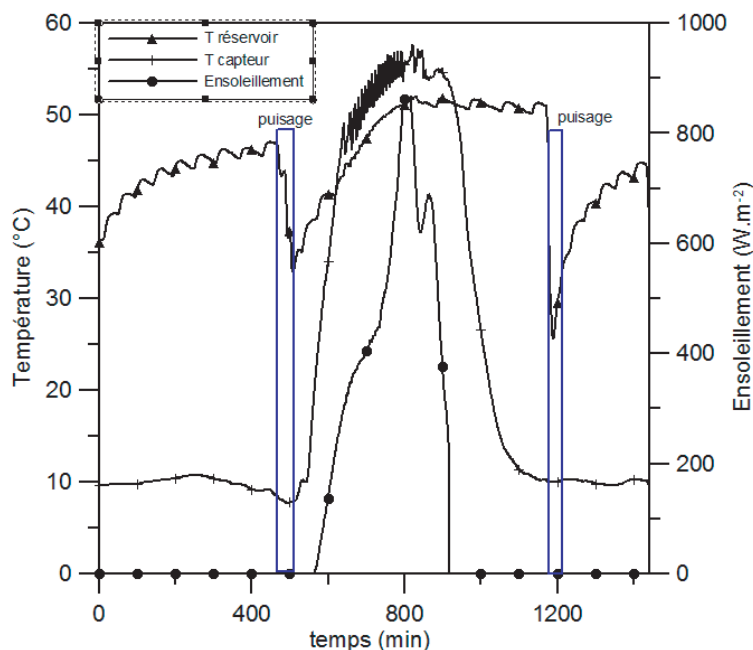


Figure 7 : Températures, ensoleillement et puisages lors d'une journée d'hiver ensoleillée

### 3.2.2. Journée avec gel

Nous illustrons le cas d'une journée comportant du gel qui a bien souvent lieu durant la nuit à cause du ciel clair. La figure 8 montre l'évolution des températures du capteur et du départ réservoir afin de montrer, d'un côté, les déclenchements du circulateur afin de réchauffer le capteur avec l'eau du réservoir et, d'un autre côté, l'apport d'énergie solaire le jour. Comme cela a été indiqué précédemment, le boîtier de régulation déclenche le fonctionnement du circulateur lorsque la température au niveau du capteur solaire descend en dessous de 2°C. Suite à la circulation de l'eau issue du réservoir dans le capteur, celui-ci a sa température qui remonte. Le circulateur est arrêté quand cette température atteint 6°C. Du fait de ce mode de fonctionnement, durant la nuit considérée, on constate que le circulateur est mis en route 7 fois. Chaque fois, le circulateur ne fonctionne que quelques minutes. La température du capteur met alors environ une heure pour revenir à 2°C. Cela correspond à l'inertie thermique du capteur. L'énergie solaire récupérée au cours de la journée compense largement les pertes dues au puisage de l'eau chaude du réservoir destinée à réchauffer le capteur. Ces différents puisages évitent donc le gel de l'eau contenue dans le circuit solaire extérieur, sans pour autant avoir d'impact important sur la température dans le réservoir. Ce mode de fonctionnement n'a pas d'influence sur les performances globales de l'installation. Notons que, lors d'un risque de gel prolongé et compte tenu du type de capteur, le circuit solaire peut être vidangé. Cette configuration fonctionnant à l'eau uniquement convient parfaitement dans les régions du Sud de la France. Dans une région où les périodes de gel dépassent 12 jours, il est plus intéressant de placer un échangeur à plaques pour

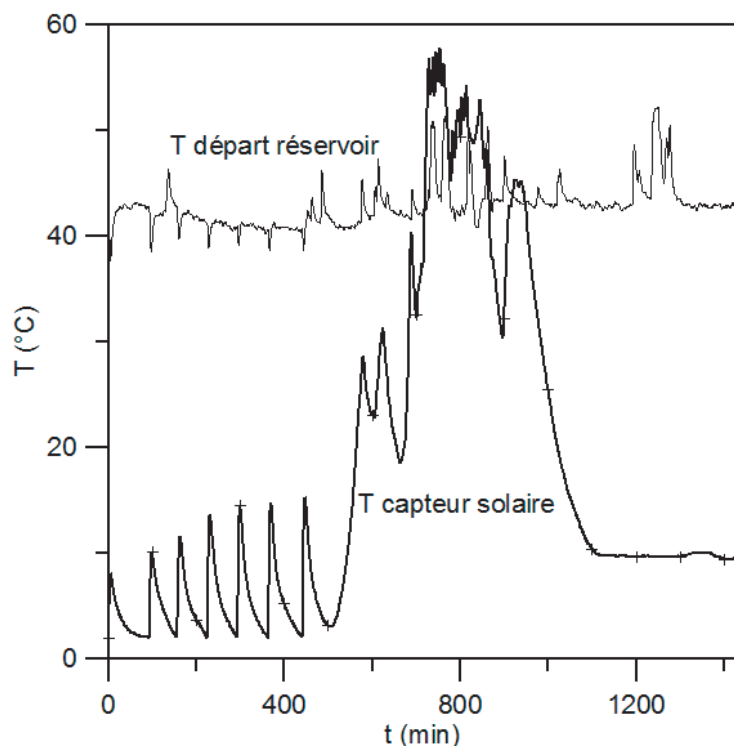


Figure 8 : Températures du capteur solaire et du départ réservoir

former un circuit solaire contenant de l'eau glycolée. Le circuit secondaire peut tout de même intégrer la perche.

### 3.2.3. Bilan d'énergie du CESI

Sur la base des simulations du CESI effectuées à l'aide du logiciel SOLO2000 (CSTB) et calées sur les mois d'hiver, la production solaire est évaluée et comparée aux besoins réels en ECS. Ainsi, les simulations montrent que sur l'énergie incidente de 6200 kWh, les capteurs solaires en convertissent 2460 kWh (soit 40 %). Compte tenu des pertes du circuit solaire et du ballon, il en résulte 1730 kWh correspondant à la productivité. Cette productivité est à comparer aux besoins réels qui s'élèvent à 2080 kWh. La figure 9 montre la couverture solaire, c'est-à-dire les besoins couverts par l'énergie solaire (rapport de la productivité et des besoins réels). Il s'avère que, du mois d'avril au mois d'octobre, 100% des besoins sont couverts et que, durant la période hivernale, environ 50 % des besoins sont assurés par l'énergie solaire. La couverture solaire sur l'année est donc de 83%, valeur supérieure aux couvertures solaires communément rencontrées et comprises entre 50 et 75 %. Du fait de la capacité thermique plus intéressante de l'eau que celle du mélange eau/glycol et de l'absence d'un échangeur intermédiaire, une plus grande quantité d'eau chaude peut être stockée dans le réservoir. Ces résultats montrent donc que la canne de circulation apporte un réel gain quant à la couverture solaire des besoins et au bilan énergétique de l'installation.

Notons, en outre, qu'une plus forte isolation du cumulus peut améliorer l'efficacité de l'installation. Les simulations montrent qu'une épaisseur d'isolant augmentée de 2 cm conduit à une couverture solaire de 85 % au lieu de 83 %.



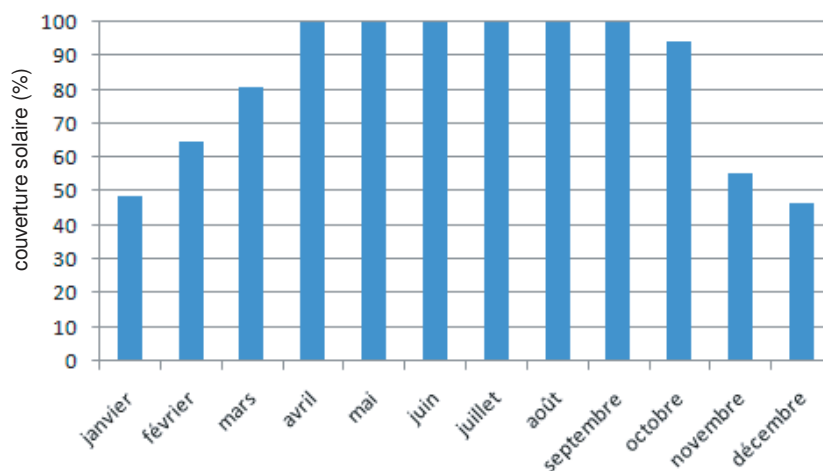


Figure 9 : Couverture solaire (%)

D'autre part, le circuit est soumis à la pression du réseau entre 3 et 4,5 bar. Par conséquent, l'eau peut rester à l'état liquide jusqu'à 144 - 156°C éliminant ainsi le risque de vaporisation. La mise en place sur le retour d'un vase d'expansion sanitaire est destinée à prendre en charge la dilatation de l'eau lors de la montée en température et d'éviter l'évacuation trop importante d'eau par la soupape de sécurité lors de la montée en pression. L'intérêt est ainsi d'éviter les problèmes de surchauffe en été. Le fait de programmer le boîtier de régulation pour accroître le débit de circulation en cas de montée trop importante de la température s'avère alors suffisant dans ce genre de configuration.

#### 4. Conclusion

Un dispositif innovant, constitué essentiellement d'une canne de circulation intégré dans le ballon solaire, est présenté. On montre son intérêt en terme de stratification et de performance énergétique. En particulier, on constate que la couverture solaire atteint 83%. Pour des régions avec moins de 12 jours de gel, il est possible de faire fonctionner toute l'installation uniquement avec l'eau sanitaire. En cas de gel, de l'eau est puisée dans le réservoir pour la faire circuler dans le circuit solaire et remonter la température du capteur. La quantité d'énergie nécessaire peut être bien souvent compensée par l'énergie solaire disponible au cours de la journée qui suit. Cette canne de circulation est ainsi un dispositif réellement intéressant pour la facilité de mise en œuvre aussi bien dans le neuf que dans la rénovation. Le coût est aussi réduit tout comme l'impact environnemental grâce à la suppression du mélange glycolé et de l'échangeur intermédiaire ainsi que la maintenance simplifiée.

#### Références

- [1] F. A. Peuser Félix, K.-H. Remmers, M. Schnauss, Installations solaires thermiques : conception et mise en œuvre, *Observ'ER, Solarpraxis et Le moniteur*, (2005)
- [2] K. Johannes, Optimisation des installations solaires collectives d'eau chaude sanitaire : application des techniques "des faibles débits" et "du stockage divisé", *Thèse de doctorat*, Université de Savoie Mont-Blanc (2005).
- [3] Journal des Énergies Renouvelables, *Observ'ER* (2017).
- [4] CSTB, Avis Technique 14/08-1242, FK7200 N2A A1, FK7200 L A1, FK7200 N4A A1.

# Dynamic Simulation of a district cooling system using 2D orthogonal Collocation

Arley NOVA-RINCON<sup>1\*</sup>, Sylvain SERRA<sup>1</sup>, Sabine SOCHARD<sup>1</sup>, Jean-Michel RENEAUME<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> UNIV PAU & PAYS ADOUR, Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés, IPRA, EA1932, École Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles – ENSGTI. Rue Jules Ferry, BP 7511, 64075 Pau.

\*(Corresponding author: [arley.nova-rincon@univ-pau.fr](mailto:arley.nova-rincon@univ-pau.fr))

**Abstract** – In this work, we develop a dynamic mathematical model for the simulation of a basic cooling network. The system consists of a cooling network a return network and 3 different users represented as heat exchangers. The system has to meet the users' demand, subject to diverse perturbations. The resulting Partial Differential Algebraic Equation (PDAE) problem is solved using Orthogonal Collocation on Finite Elements (OCFE). Achieved results show that the proposed solving methodology represents a good starting point for future optimization applications, in terms of CPU time and accuracy.

## Nomenclature

<i>Symbols</i>		$HOT\{6, \dots, 11\} \in P$	Hot pipes (users' site or secondary network)
$A$	Area, m <sup>2</sup>		
$C_p$	Specific Heat Capacity, J/(Kg.K)	$RET\{12, \dots, 16\} \in P$	Return pipes of the network
$k$	Thermal conductivity, W/(m.K)		
$LMTD$	Logarithmic mean temperature	$N = \{A, B, C, D\}$	Set of nodes
$\dot{m}$	Mass flow rate, kg/s	$EX = \{1, 2, 3\}$	Set of heat exchangers
$\dot{Q}$	Exchanged heat duty, W	<i>Index and exponents</i>	
$R'$	Total thermal resistance, m.K/W	$a$	Adimensional variable
$t$	Time, s	$c$	Cooling
$T$	Temperature, K	$cs$	Cold side of exchanger
$\Delta T$	Temperature difference, K	$ex$	Heat exchanger
$U$	Heat transfer coefficient, W/(m <sup>2</sup> .K)	$h$	Heating
$x$	Distance, m	$hs$	Hot side of exchanger
$\rho$	Density, kg/m <sup>3</sup>	$in$	inlet to ex or n
$()$	variable dependency	$out$	outlet from ex or n
<i>Sets and subsets</i>		$p$	Pipe
$P = \{1, 2, \dots, 16\}$	Set of pipes	$s$	Soil
$COLD\{1, \dots, 5\} \in P$	Cold pipes of the network	$w$	Water

## 1. Introduction

Today, heating and cooling account for half of the energy consumption in the European Union [1]. Furthermore, most of the energy used by this sector still come from non-renewables, representing a major source of CO<sub>2</sub> emissions that need to be urgently mitigated [2]. Being aware of this, district energy systems arise as an interesting alternative to mitigate the environmental impact caused by these emissions [1], [3].

District energy systems, known also as District Heating and Cooling systems (DHC) [4], consist of a network of underground insulated pipes that pump hot or cold utilities from a central energy plant to multiple buildings in a district, neighborhood or city. The utility gives or takes heat from the user, given the case, and then recirculates back to the central plant through a

close-loop return line as shown in Figure 1. Compared to heating and cooling, DHC systems have higher efficiency, are more economically attractive for high demand buildings, reduce fuel consumption, improve community energy management and allow a better control of emissions[5].



Figure 1. General scheme for a DHC system

Cooling plays a significant and growing role in the energy systems, with an increasing demand, which by 2030 is expected to be 70% higher compared with 2010 data [6]. Moreover, if district cooling is expanded to cover 25% of the European cooling market, it would lead to a reduction in energy consumption between 40 to 60TWh per year. Nevertheless, compared to heat, cooling systems have long been under-represented in energy policy as well as in research [7]. This has encouraged many shareholders in the cooling sector, to raise awareness to this undervalued element of energy systems [8].

Due to the mentioned growing interest, in the last 20 years the studies on district cooling have considerably increased [7]. However, in the field modeling and simulation of this systems, there are still improvements to be made regarding the coupling of building-level models with models of system components (pumps, pipes), as well as a shift to fully dynamic models [9].

Models to describe the dynamic behavior of DHC systems include partial differential equations to describe temperature profiles along pipes, coupled with a set of algebraic equations that define the mass and energy balances in the network, known as Partial Differential Algebraic (PDAE) problem. In the literature, the solution of this problem includes the use of finite volume method [10], finite element method [11], combined method of characteristics and finite differences method [12], calculations that considers only the inlet and outlet at each pipe combined with a delay propagation of temperature [13], a solution based on a steady state variable transport delay [14], and a tracking water segments approach [15]. One of the most recent studies in this field solves the model for a heating system with the help of a delay time and an embed solver in the software Dymola[16]. However, these works are mainly focused on the temperature dynamics along the pipes, and the propagation of waves from the producer to the network elements, but does not include the dynamic interactions of the network with the users and how it might affect the capacity of the system to meet an imposed demand. Also, Larsen et al. [17] proposed aggregation methods to study the dynamic behavior of large district heating systems. However, their method assumes a proportional distribution of the mass flow over the whole district.

Other contributions have focused their effort in modeling the end user demand profile using different strategies as reviewed in reference [18], but most of the presented works have a lack for expanding the model to the entire district level. It also highlights the importance of a detailed profile of the network in order to increase the system efficiency and the energy distribution management, as well as the computational time as one of the major limitation of the current models.

To answer these problems, this contribution presents an approach based on mathematical programming that aims to describe the dynamic operation of an elementary cooling network which takes into account the dynamic interactions of the network and the users, which have a fluctuating cooling demand. To solve resulting PDAE problem, we propose the implementation of 2D orthogonal collocation on finite elements method. In this way, the problem is solved simultaneously with a low CPU cost. This work is the first stage of a project that aims to develop a methodology for the optimal management of a cooling network, considering the dynamics of the whole system including conversion, storage, and distribution of energy.

## 2. Studied Cooling system

The assemblage (Figure 2) is composed by a distribution network (1-5), a return network (12-16) and 3 different heat exchangers with different areas (I: 8m<sup>2</sup>, II: 12m<sup>2</sup>, III: 15m<sup>2</sup>), that are connected to hot fluid pipes (6-11) in the user sites. The case study aims to understand how the variation in the users' demand influences the flow of chilled water through the distribution and return networks over a 1-hour time horizon.

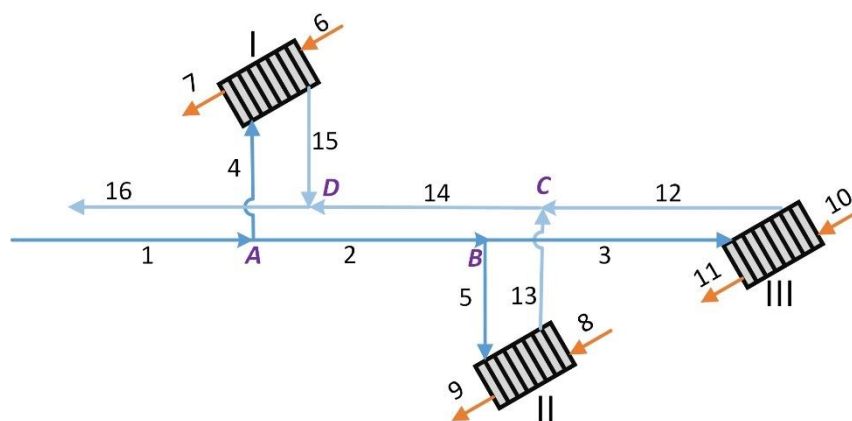


Figure 2. Schematic of the studied system

All the pipes have the same diameter of 5cm. Details concerning length, temperatures, and mass flow in the pipes are presented in Table 1.

Table 1. Data and variables of the system

Pipe (s)	Temperature [K]	Mass flow [kg/s]	Length [m]
1	278	$f(t)$ : to compute	150
2, 3, 12,14,16	$f(t)$ : to compute	$f(t)$ : to compute	
4,5,13,15	$f(t)$ : to compute	$f(t)$ : to compute	
6	330	$f(t)$ : see Figure 3	50
7	315	Figure 3	
8	$f(t)$ : see Figure 3	0.8	
9	305		
10	$f(t)$ : see Figure 3	$f(t)$ : see Figure 3	
11	295	Figure 3	

Fixed temperatures of pipes 1, 6, 7, 9 and 11 and mass flow in pipe 8 are constant. The aforementioned perturbations make reference to the evolution over time of the mass flows and temperatures in the heat exchangers inlet (demand) are detailed in Figure 3 and are considered as data.

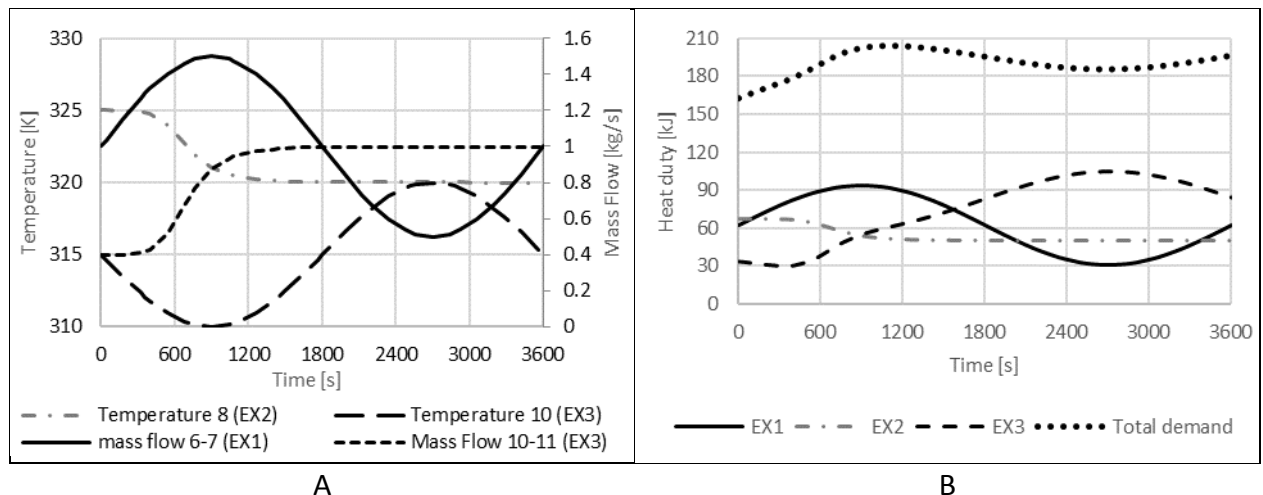


Figure 3. (A) User site perturbations; (B) Cold demand per user and Total cold demand

### 3. Dynamic Mathematical Model

The mathematical model should be able to describe the dynamics of the temperature along the pipes of the network, the corresponding temperatures of the heat exchanger and the change of the inlet mass flow and at each node (A-D).

A one-dimensional heat transfer equation is used to describe the temperature transients in the pipes (see [14]) and is defined as:

$$\overbrace{\rho_{w_p} \cdot c_{p_w} \cdot A_p \cdot \frac{\partial T(t, x)}{\partial t}}^1 + \overbrace{\dot{m}_p(t) \cdot c_{p_w} \cdot \frac{\partial T(t, x)}{\partial x}}^2 = \overbrace{k_w \cdot A_p \cdot \frac{\partial^2 T(t, x)}{\partial x^2}}^3 + \overbrace{\frac{T_s - T(t, x)}{R'}}^4, p \in P \quad (1)$$

The terms of all the equations are detailed in the nomenclature section. The groups (1-4) in equation (1) represent the heat gains, the enthalpy flux, conductive and convective heat transfer of the fluid respectively. The term of conductive heat transfer is negligible compared to the other components of the equation and is assumed equal to zero [14], [16].

The computations of the total thermal resistance  $R'$  as a function of the thermal conductivities of the pipe, the insulation, the casing and the soil as well as the flow regimen in the pipe is detailed in [14].

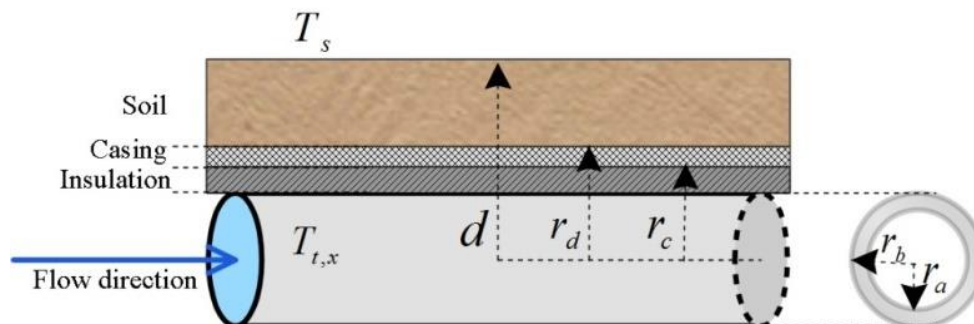


Figure 4. Representation of a buried pipe

In the network, at each node the mass balances are expressed as:

$$\sum_p \dot{m}_{p_{in}}(t) = \sum_p \dot{m}_{p_{out}}(t), p \in P \quad (2)$$

Concerning the modeling of the heat exchanger, the heat balances to compute its temperatures and heat duty are expressed as:

$$\dot{Q}_{c_{ex}}(t) = \dot{m}_p(t) \cdot C p_w \cdot (T_{p_{out},ex}(t) - T_{p_{in},ex}(t)), \quad ex \in EX, p \in COLD \quad (3)$$

$$\dot{Q}_{h_{ex}}(t) = \dot{m}_p(t) \cdot C p_w \cdot (T_{p_{out},ex}(t) - T_{p_{in},ex}(t)), \quad ex \in EX, p \in HOT \quad (4)$$

$$\dot{Q}_{c_{ex}}(t) = \dot{Q}_{h_{ex}}(t) = U_{ex,t}(t) \cdot A_{ex} \cdot LMTD_{ex}(t), \quad ex \in EX \quad (5)$$

The logarithmic mean temperature difference driving force  $LMTD_{ex}(t)$ , can be expressed as follows:

$$LMTD_{ex}(t) = \frac{\Delta T_{ex_{hs}}(t) - \Delta T_{ex_{cs}}(t)}{\ln\left(\frac{\Delta T_{ex_{hs}}(t)}{\Delta T_{ex_{cs}}(t)}\right)}, \quad ex \in EX \quad (6)$$

Where  $\Delta T_{ex_{hs}}(t)$  and  $\Delta T_{ex_{cs}}(t)$  are the temperature differences at the hot and cold sides of each heat exchanger. Nevertheless, equation (6) is often responsible for numerical issues. To deal with this, we can use the Chen approximation, that has been used for global optimization of heat exchanger networks with remarkable results [19] and is described as follows:

$$LMTD_{ex}(t) = \left[ \frac{(\Delta T_{ex_{hs}}(t)) \cdot (\Delta T_{ex_{cs}}(t)) \cdot (\Delta T_{ex_{hs}}(t) + \Delta T_{ex_{cs}}(t))}{2} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad ex \in EX \quad (7)$$

#### 4. Discretization Strategy

The formulation described in the previous section represents a Partial Differential Algebraic Equation (PDAE) problem. The solution of this problem has been addressed using approximation and discretization strategies, as reported in section 1, which consist in discretizing the space variable in order to transform the PDAE into a Differential Algebraic Equation system (DAE), that is time-solved using one of the classical methods such as Runge-Kutta or Euler. On the other hand, for other dynamic modeling and optimization applications in chemical engineering [20], the method of orthogonal collocation on finite elements (OCFE) [21] has been used to handle with PDAE and DAE problems. This method reports better convergence as well as lower computational requirements than the aforementioned discretization methods [22]. Indeed, if applied for the time domain the method of orthogonal collocation transforms a PDAE system into a DAE system whose size is smaller than the one obtained using classical discretization strategy (eg. Finite differences), which can be solved using classical methods like Runge-Kutta as shown in [20] for the simulation of transient gas flow. In this latter study, the authors reported CPU times up to 90% lower for their 1D implementation when compared with the Method of Lines for the simulation of a 159 km long pipeline. Likewise, if applied also in the spatial domain the method of OCFE transforms this DAE system into a set of algebraic equations.

Therefore in the present work, equation (1) is fully discretized using 2D OCFE to transform the PDAE problem into a set of algebraic equations, which results highly advantageous and efficient for simultaneous optimization applications [23]. To our knowledge, there are no studies related to the dynamic operation of energy systems which use OCFE to fully handle the solution of the resulting PDAE problem.

Using OCFE, the differential operators  $\left(\frac{\partial T}{\partial t}; \frac{\partial T}{\partial x}\right)$  are approximated to a linear algebraic combination using an interpolating polynomial. Detailed analysis and mathematical derivation of the method can be found in references [21], [22]. To implement the method, the independent variables  $(t, x)$  should be shifted to the domain  $[0, 1]$ , thus equation (1) needs to be transformed

[20]–[22]. One strategy is the use of adimensional variables. In this particular case, adimensional time ( $t^a$ ) and distance ( $x^a$ ) are formulated as:

$$x^a = \frac{x}{L_p}; t^a = \frac{t}{t_h} \quad (8)$$

Where  $L_p$  represents the total length of a pipe and  $t_h$  the studied time horizon. Therefore, equation (1) becomes:

$$\rho_{w_p} \cdot A_p \cdot C_{p_w} \cdot \frac{1}{t_h} \cdot \frac{\partial T}{\partial t^a} + \dot{m}_p \cdot C_{p_w} \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{\partial T}{\partial x^a} - \frac{(T_s - T)}{R'} = 0, \quad t^a, x^a \in [0,1] \quad (9)$$

The new domains ( $t^a$  and  $x^a$ ) are then divided into  $e$  and  $f$  finite elements respectively. Inside each element, the variables are discretized around  $i$  and  $j$  collocation points. In this work, 10 finite elements and 5 collocation points by element (3 internal Shifted Legendre roots and the boundaries  $[0, 0.1127, \frac{1}{2}, 0.8873, 1]$ ) are used to discretize each pipe and the time horizon. This polynomial were selected because of its compatibility with nonlinear formulations (NLP) and its desirable stability properties [22].

Then, equations (2) to (9) are formulated at each collocation point  $[(i, j), i \in e, j \in f]$  leading to a big algebraic set, that can be solved simultaneously.

The aforementioned fully discretized problem was implemented in the modeling environment of GAMS (General Algebraic Modelling system) due to its high capacity for future optimization applications, and its independency model-solver [24].

## 5. Results and discussion

The first issue before solving the dynamic simulation is the definition of the initial conditions of the problem. For this, using the data in Table 1 as inputs we solve the system in steady state without taking into account the heat transfer inside each pipe. Achieved values for Temperature and mass flow are reported in Table 2. The values of all the variables in this simulation were then used as initial conditions for the complete dynamic problem.

Table 2. Initial condition of pipes for Dynamic Problem

Pipe	Temperature [K]	Mass flow [kg/s]	Pipe	Temperature [K]	Mass flow [kg/s]
1	278	0.901	9	305	0.8
2	278	0.586	10	315	0.4
3	278	0.225	11	295	0.4
4	278	0.315	12	313.334	0.225
5	278	0.361	13	322.179	0.361
6	330	1	14	318.777	0.586
7	315	1	15	325.447	0.315
8	325	0.8	16	321.107	0.901

Both, the steady state and the dynamic problem were computed on a quad-core 2.7 GHz CPU with 8 Gb of RAM. For the dynamic problem, GAMS reported a total of 123851 variables that were computed in 7.167 seconds. This CPU time may introduce the proposed simultaneous approach as advantageous in contrast with the approximations found in the literature which reported the computational cost as one of its major drawbacks.

The results concerning the behavior of the inlet mass flow to meet the users' demand given the perturbations detailed in Figure 3 over the studied time horizon are shown in Figure 5.



In order to meet the imposed demand temperatures, the inlet mass flow of the cooling network varies from an initial value of 0.9 Kg/s, passing by a maximum value of 1.24 Kg/s around minute 18 and finally 1.19 Kg/s at the end of the analyzed time horizon. It can be seen, that the inlet mass flow profile ( $m_1$ ) is hardly influenced initially by the power requirements of user I, and then by the demand of user III. Then, the maximum inlet mass flow is reached mainly due to the cold requirement of these two users.

Finally, the inlet mass flow has the same behavior of the reported total cold demand reported in Figure 3(B), showing that the proposed strategy leads to not only fast but also logical results.

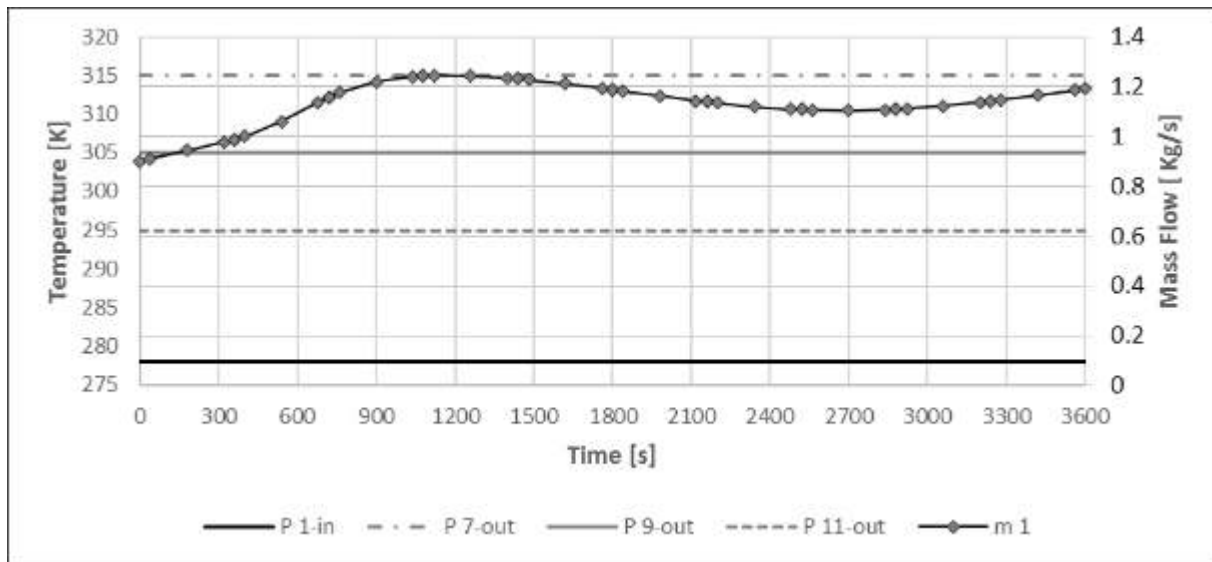


Figure 5. Inlet mass flow behavior to meet demands

## 6. Conclusion

The present paper is concerned with a simultaneous strategy for the solution of the PDAE problem resulting from the mathematical modeling of the temperature transients of a cooling network. To do so, the PDAE problem is transformed into a set of algebraic equations using the OCFE method. The strategy was able to fully describe the required mass flow of chilled water to meet the users' demand for a time horizon of 1 hr. Considering the quality of the results and the CPU time used for the solution of the problem, the proposed strategy represents a good starting point for future dynamic optimization applications in the scope of our project.

## References

- [1] European Commission, "Strategy on Heating and Cooling." 16-Feb-2016.
- [2] European Commission, *Overview of support activities and projects of the European Union on energy efficiency and renewable energy in the Heating and Cooling Sector.* .
- [3] United Nations Environment Programme, "District Energy in Cities: Unlocking the Potential of Energy Efficiency and Renewable Energy." UNEP, 2015.
- [4] "IEA District Heating and Cooling: The Technology." [Online]. Available: <http://www.iea-dhc.org/the-technology.html>. [Accessed: 14-Dec-2017].
- [5] A. Lake, B. Rezaie, and S. Beyerlein, "Review of district heating and cooling systems for a sustainable future," *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 67, pp. 417–425, Jan. 2017.



- [6] H. Ü. Yilmaz *et al.*, “Analysis of the potential for Power-to- Heat/Cool applications to increase flexibility in the European electricity system until 2030,” Jan. 2017.
- [7] S. Werner, “International review of district heating and cooling,” *Energy*, vol. 137, no. Supplement C, pp. 617–631, Oct. 2017.
- [8] CoolingEU, “Why cooling?,” *coolingeu*, 29-Nov-2016. [Online]. Available: <https://coolingeu.eu/role-of-cooling/>. [Accessed: 18-Dec-2017].
- [9] J. Allegrini, K. Orehoung, G. Mavromatidis, F. Ruesch, V. Dorer, and R. Evins, “A review of modelling approaches and tools for the simulation of district-scale energy systems,” *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 52, pp. 1391–1404, Dec. 2015.
- [10] G. P. Greyvenstein, “An implicit method for the analysis of transient flows in pipe networks,” *Int. J. Numer. Methods Eng.*, vol. 53, no. 5, pp. 1127–1143, Feb. 2002.
- [11] I. Gabrielaitienė, R. Kačianauskas, and B. Sunden, “Thermo-Hydraulic Finite Element Modelling of District Heating Network by the Uncoupled Approach,” *J. Civ. Eng. Manag.*, vol. 9, no. 3, pp. 153–162, Jan. 2003.
- [12] S. ZHOU, M. TIAN, Y. ZHAO, and M. GUO, “Dynamic modeling of thermal conditions for hot-water district-heating networks,” *J. Hydrodyn. Ser B*, vol. 26, no. 4, pp. 531–537, Sep. 2014.
- [13] I. Gabrielaitienė, “Numerical Simulation of a District Heating System With Emphases on Transient Temperature Behaviour,” 2011.
- [14] J. Duquette, A. Rowe, and P. Wild, “Thermal performance of a steady state physical pipe model for simulating district heating grids with variable flow,” *Appl. Energy*, vol. 178, no. C, pp. 383–393, 2016.
- [15] T. Oppelt, T. Urbaneck, U. Gross, and B. Platzer, “Dynamic thermo-hydraulic model of district cooling networks,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 102, pp. 336–345, Jun. 2016.
- [16] B. van der Heijde *et al.*, “Dynamic equation-based thermo-hydraulic pipe model for district heating and cooling systems,” *Energy Convers. Manag.*, vol. 151, no. Supplement C, pp. 158–169, Nov. 2017.
- [17] H. V. Larsen, H. Pálsson, B. Bøhm, and H. F. Ravn, “Aggregated dynamic simulation model of district heating networks,” *Energy Convers. Manag.*, vol. 43, no. 8, pp. 995–1019, May 2002.
- [18] B. Talebi, P. A. Mirzaei, A. Bastani, and F. Haghighat, “A Review of District Heating Systems: Modeling and Optimization,” *Front. Built Environ.*, vol. 2, 2016.
- [19] J. M. Zamora and I. E. Grossmann, “Global optimization of heat exchanger networks,” in *Encyclopedia of Optimization*, C. A. Floudas and P. M. Pardalos, Eds. Springer US, 2008, pp. 1337–1342.
- [20] E. Ebrahimzadeh, M. N. Shahrak, and B. Bazooyar, “Simulation of transient gas flow using the orthogonal collocation method,” *Chem. Eng. Res. Des.*, vol. 90, no. 11, pp. 1701–1710, Nov. 2012.
- [21] G. F. Carey and B. A. Finlayson, “Orthogonal collocation on finite elements,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 30, no. 5–6, pp. 587–596, May 1975.
- [22] L. T. Biegler, *Nonlinear Programming: Concepts, Algorithms, and Applications to Chemical Processes*. SIAM-Society for Industrial and Applied Mathematics, 2010.
- [23] L. T. Biegler, “Advanced optimization strategies for integrated dynamic process operations,” *Comput. Chem. Eng.*
- [24] N. Andrei, *Nonlinear Optimization Applications Using the GAMS Technology*. Springer Science & Business Media, 2013.

# Evaluation expérimentale d'une stratégie domotique de pilotage des éléments mobiles : vers un contrôle semi-passif simple du confort d'été en BEPos

Miguel CHEN AUSTIN<sup>1,5\*</sup>, Alain SEMPEY<sup>1,2,3</sup>, Denis BRUNEAU<sup>2,4</sup>, Laurent MORA<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Université de Bordeaux, I2M TREFLE, UMR 5295, F-33400 TALENCE, France

<sup>2</sup> CNRS, I2M, UMR 5295, F-33400 TALENCE, France

<sup>3</sup> Arts et Métiers ParisTech, I2M, UMR 5295, F-33400 TALENCE, France

<sup>4</sup> Groupe Recherche Environnement, Confort, Conception Architecturale et Urbaine GRECCAU, EA 7482, ENSAP Bordeaux, 33405 TALENCE, France

<sup>5</sup> Universidad Tecnológica de Panamá

UTP, Avenida Universidad Tecnológica de Panamá, Vía Puente Centenario, Ciudad de Panamá, Panamá

\*(auteur correspondant : miguel.chen@u-bordeaux.fr, miguel.chen@utp.ac.pa)

**Résumé** - Une campagne de mesure a été effectuée pendant la période estivale 2016, dans l'objectif d'évaluer l'impact de la mise en place d'une stratégie de pilotage des ouvertures de ventilation naturelle pour assurer le confort thermique à l'intérieur d'une plateforme d'essais (prototype de maison à énergie positive installée sur le campus de l'Université de Bordeaux). L'installation domotique a permis d'automatiser l'ouverture-fermeture des éléments mobiles. Cette évaluation expérimentale a montré que le choix de stratégie effectué permet de maintenir un confort thermique intégralement sur une durée de 29 jours sur 34 journées.

## Nomenclature

$T$  température, K

$V$  vitesse,  $m.s^{-1}$

*Symboles grecs*

$\epsilon$  émissivité, —

$\varphi$  densité de flux de chaleur,  $W.m^{-2}$

$\sigma$  constante de Stefan-Boltzmann,  $W.m^{-2}.K^{-4}$

*Indices et exposants*

$i$  surface quelconque

$ia$  air intérieur

$op$  opérative

$surr$  moyenne des parois environnantes

$D$  dalle en béton

$S$  surface

$R$  radiation

$PN$  capteur Peltier noir

$PB$  capteur Peltier brillant

## 1. Introduction

Le désir de contrôler le confort des ambiances intérieures par des moyens passifs ou semi-passifs, est devenu ces dernières années un sujet couramment évoqué par la communauté scientifique et des ingénieurs. Dans ce contexte, une plateforme d'essais a été construite en 2012 sur le site de l'IUT de l'Université de Bordeaux. Cette plateforme dénommée Sumbiosi (voir figure 1), prototype de bâtiment à énergie positive (BEPos), a été réalisée par une équipe du campus de Bordeaux dans le but de participer à la compétition Solar Decathlon Europe 2012. De manière globale, cette plateforme a été conçue de façon à promouvoir le stockage passif diurne en hiver, et le déstockage semi-passif nocturne en été.

Ainsi, nous nous intéressons ici à évaluer, de façon expérimentale, l'impact de la mise en place d'une stratégie de pilotage de la ventilation naturelle, sur le confort d'été. Cette stratégie de pilotage a été automatisée à l'aide d'une domotique, installée au sein de la plateforme, destinée à contrôler l'ambiance intérieure. Les paramètres environnementaux des ambiances interne et externe ont été enregistrés en continu. Cette plateforme, pilotée au moyen de liens de

communication (capteurs-interface-utilisateur-interface-éléments pilotables), rendait possible la prise de décision de façon semi-autonome quelles que soient les conditions spécifiques auxquelles elle serait soumise.



Figure 1 : Plateforme expérimentale Sumbiosi (vue façade Sud)

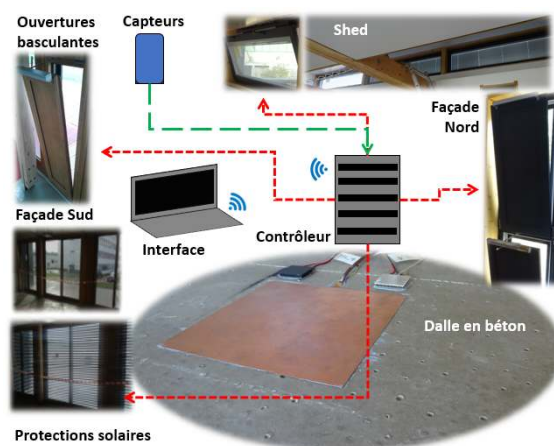


Figure 2 : Dispositifs architecturaux et schéma du système domotique de la plateforme

## 2. Cadre théorique : Contrôle semi-passif du confort d'été

En admettant ici, uniquement, des solutions passives ou semi-passives, il est envisagé de contrôler le confort d'été par la domotique et les dispositifs architecturaux propres de la plateforme. Ces dispositifs sont ainsi à la fois dits passifs (enveloppe, isolation et dalle inerte) et semi-passifs (éléments mobiles : ouvertures de ventilation naturelle et protections solaires de type persiennes).

### 2.1. Notion du confort d'été et indicateurs

Il est bien connu que le confort thermique du corps humain est lié : (i) au niveau de l'activité métabolique réalisée, (ii) au niveau de l'habillement, et (iii) aux conditions de l'environnement auxquelles l'individu est soumis (température opérative, courants d'air). Un abaque, très intéressant, reliant ces trois paramètres se trouve dans [1], où la température opérative optimale est définie selon la norme ISO 7730.

Plusieurs indicateurs de confort peuvent se trouver dans la littérature. En saison estivale, la norme ISO 7730 suggère de nombreux indicateurs parmi lesquels [2] :

1. La température opérative comprise entre 23 et 26 °C
2. La différence de température verticale qui doit être inférieure à 3 °C
3. La vitesse d'air intérieure moyenne inférieure à 0,25 m.s<sup>-1</sup>
4. Le degré d'inconfort qui mesure l'insatisfaction thermique

Pour le calcul de la température opérative à l'intérieur de la plateforme, on utilisera une expression donnée par la norme ISO 7726 (1998). En ce qui concerne l'estimation de l'inconfort, on propose d'utiliser l'indicateur Degrés-heures journalier d'inconfort (DHJ). Un autre paramètre très évoqué dans la littérature, est l'écart entre la température de l'air intérieur et la température moyenne des parois environnantes, que selon [3] : une sensation d'inconfort peut

apparaître au-delà d'un écart de température de plus de 2°C entre la température d'air intérieur et celle du plafond, et de 3°C avec celle des parois. Ces choix seront détaillés dans la suite.

## **2.2. Pilotage automatisé des éléments mobiles**

En ce qui concerne le contrôle des conditions d'ambiances intérieures, plusieurs consignes de pilotage des éléments mobiles peuvent être repérées dans la littérature. Les éléments mobiles à piloter qui ressortent le plus, sont les protections solaires couvrant les fenêtres et les fenêtres elles-mêmes.

La consigne de pilotage la plus logique et simple, pour le contrôle du confort d'été s'avère être d'ouvrir les fenêtres (ou plus généralement : les ouvertures) lorsque la température d'air à l'intérieur est plus haute que celle à l'extérieur, et de les fermer dans le cas contraire [4]. La référence [4] propose aussi une autre consigne plus évoluée qui tient compte de la température de surface de l'élément avec la plus forte masse thermique du bâtiment, en plus des températures d'air intérieures et extérieures. Une consigne légèrement plus évoluée a été proposée par la norme EN 15251 (2007), qui emploie la théorie du confort thermique adaptatif. Une étude a été faite dans le cadre du rafraîchissement passif [5]. La méthodologie employée dans ce travail de recherche est décrite dans la section suivante.

## **3. Méthodologie**

### **3.1. Dispositifs architecturaux de la plateforme expérimentale**

Trois éléments principaux permettent à la plateforme, a priori, d'implémenter les fonctions de stockage et déstockage passifs d'énergie (voir figure 2) : (i) une dalle de forte masse thermique située du côté de la façade Sud vitrée du bâtiment, (ii) des protections solaires (persiennes) sur toutes les fenêtres et (iii) des ouvertures pilotables sur les façades Sud, Nord et en Shed du bâtiment (volets basculants d'axe horizontal). Ces dernières permettent, selon les conditions météorologiques extérieures, l'installation ou non d'une ventilation naturelle, forcée ou mixte, générée soit par le tirage thermique soit par la force du vent.

#### **3.1.1. Système domotique de pilotage**

La plateforme est équipée d'un système domotique destiné à la surveillance continue de la qualité de l'air intérieur. Ce système est composé de (i) de capteurs divers (station météo, sondes de qualité d'air, éclairage, présence, entre autres), (ii) d'un contrôleur qui reçoit le flux horaire d'information en temps réel provenant des capteurs et qui permet la communication avec les éléments mobiles et (iii) d'une interface permettant à l'utilisateur d'avoir accès aux données et au pilotage (voir figure 2).

### **3.2. Protocole expérimental et campagne de mesure**

Une campagne de mesure a été effectuée pendant une partie de la période estivale de l'année 2016. Le protocole expérimental suivi, pendant cette campagne, avait pour objectif d'étudier l'influence de la mise en place d'une stratégie de contrôle des ouvertures sur le confort.

#### **3.2.1. Matériel et étalonnage**

En tenant compte que l'élément de plus forte masse thermique de l'enveloppe est la dalle en béton située au plancher, une métrologie a été installée sur l'ensemble de sa surface. Cette

métrologie est constituée de capteurs de flux de chaleur (fluxmètres CAPTEC et modules Peltier, voir figure 2), de thermocouples type T, d'une caméra infrarouge (FLIR A320), et d'anémomètres omnidirectionnelles (pour mesurer la vitesse d'air proche de la surface de cette dalle).

Chaque instrument de mesure a été étalonné, préalablement, avec sa chaîne de mesure respective. La méthode d'étalonnage des modules Peltier implémentée a été celle utilisée par [6]. La surface de dalle a été divisée en dix pôles de mesure, chacun contenant deux capteurs de flux, un thermocouple (inséré dans un des capteurs de flux) pour mesurer la température de surface de dalle, et un thermocouple pour mesurer la température d'air à 10 cm de hauteur. Afin de distinguer les sollicitations convectives des radiatives en surface de dalle, les surfaces des modules Peltier ont été revêtues de papiers adhésifs d'émissivités contrastées.

### 3.2.2. Campagne de mesure et stratégie de pilotage des ouvertures

Pendant cette campagne de mesure, la plateforme, inoccupée, était soumise aux sollicitations externes jour-nuit. Le pas d'enregistrement des données expérimentales a été fixé à la minute. Les éléments mobiles de la plateforme ont été pilotés différemment : les occultations solaires ont été programmées de façon à rester fermées pendant toute la campagne de mesure. Les ouvertures (uniquement celles montrées sur la figure 3), ont été programmées de façon à s'ouvrir lorsque la température de l'air intérieur soit supérieure à celle de l'air extérieur (autrement dit : quand la condition  $T_{ia} > T_{oa}$  est satisfaite); ceci amène essentiellement à une ventilation naturelle nocturne. Dans le cas contraire, ces ouvertures resteront fermées, ainsi que s'il y a de la pluie. Cette stratégie de pilotage est schématisée dans la figure 4. Ainsi, les ouvertures étant les seuls éléments mobiles à être pilotés, les conditions de l'environnement interne visent à être contrôlées, a priori, au moyen de la ventilation naturelle.

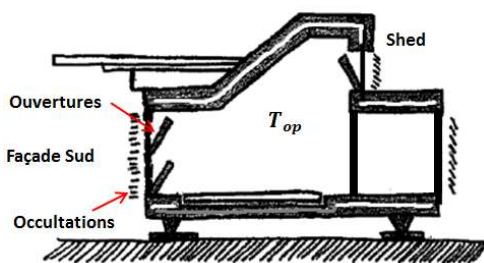


Figure 3 : Schéma de la plateforme montrant la stratégie de ventilation nocturne employée (vue côté Est). 4 ouvertures en façade Sud et 2 en Shed.

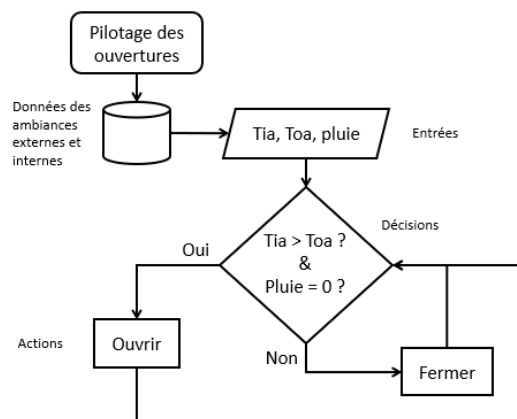


Figure 4 : Organigramme de la stratégie de pilotage des ouvertures.

### 3.3. Evaluation du confort thermique interne

L'évaluation de l'influence de la stratégie de pilotage sur le confort se fera à partir d'une analyse comparative entre les valeurs des paramètres intrinsèques au confort estimées à partir des mesures, et les valeurs rencontrées dans les normes relatives au confort d'été. Parmi ces paramètres, nous nous intéressons ici à : (i) la température et (ii) vitesse d'air à différentes hauteurs, (iii) la température moyenne des parois, (iv) la température opérative, et (v) l'indicateur degrés-heures journalier d'inconfort (DHJ). Les trois derniers paramètres sont calculés à partir

des mesures ; les autres sont directement mesurés.

### 3.3.1. Température radiante moyenne des parois environnantes

Cette température a été identifiée à partir de l'estimation des échanges convectifs et radiatifs superficiels, à partir de nos mesures de flux thermique effectuées par les modules Peltier en surface de dalle. Pour l'estimation précise de ces échanges, un modèle basé sur l'écriture d'un bilan de flux thermique à la surface de chaque capteur noir et brillant, en permettant l'écriture d'une expression des échanges convectifs et radiatifs en fonction des émissivités des surfaces des capteurs, a été développé précédemment [8]. Ce modèle amène à proposer l'expression suivante, pour l'échange radiatif en surface de dalle  $\varphi_{RD}$ , en admettant que les surfaces de la dalle et du capteur noir ont la même valeur d'émissivité :

$$\varphi_{RD} = \varphi_{RPN} = \frac{\varepsilon_{PN}}{\varepsilon_{PB} - \varepsilon_{PN}} (\varphi_{PB} - \varphi_{PN}) \quad [W.m^{-2}] \quad (1)$$

Où  $\varphi_{PN}$  et  $\varphi_{PB}$  représentent la mesure des capteurs de flux thermique revêtues d'une surface noire et brillante, respectivement. Leurs émissivités respectives sont  $\varepsilon_{PN}$  et  $\varepsilon_{PB}$ , qui valent  $0,953 \pm 0,012$  et  $0,069 \pm 0,014$ , respectivement (valeurs mesurées par [6]).

Une fois estimé l'échange radiatif, en admettant la loi de Kirchhoff, la température radiante moyenne des parois peut être déterminée à partir de l'expression du flux radiatif net sur une surface  $i$  petite entourée par une grande surface de température  $T_{surr}$  :

$$\varphi_{R_i} = \varepsilon_i \sigma (T_{surr}^4 - T_{S_i}^4) \quad [W.m^{-2}] \quad (2)$$

Où  $T_{S_i}$  représente la température de la surface  $i$  et la constante de Stefan-Boltzmann est représentée par  $\sigma$ . Dans notre cas,  $T_{surr}$  est considérée comme la température radiante moyenne de l'ensemble de surfaces de parois (autres que la dalle) entourant les surfaces de nos capteurs de flux thermique. Ainsi, en égalant les deux équations précédentes pour la surface de dalle, on obtient l'expression suivante pour  $T_{surr}$  :

$$T_{surr} = \sqrt[4]{\frac{\varphi_{PN} - \varphi_{PB}}{(\varepsilon_{PN} - \varepsilon_{PB}) \sigma} + T_{PB}^4} \quad [K] \quad (3)$$

Dans laquelle  $T_{PB}$  représente la température du capteur de flux thermique à surface brillante, supposée comme indiscernable de la température du capteur à surface noire  $T_{PN}$  à cause de l'incertitude dans la mesure de température  $\pm 0,48$  °C [8].

### 3.3.2. Température opérative selon la norme ISO 7726

Cette température prend en compte à la fois la température de l'air, la température moyenne des parois, ainsi que de la vitesse d'air ; les trois étant mesurées au même endroit. Elle est décrite, selon la norme ISO 7726 (1998), par l'équation suivante :

$$T_{op} = T_{ia} + (1 - A_o) (T_{surr} - T_{ia}) \quad [^{\circ}C] \quad (4)$$

Où le paramètre  $A_o$  est une fonction de la vitesse d'air,  $A_o = 0,73V^{0,2}$ .

### 3.3.3. Degrés-heures journalier d'inconfort

Ayant choisi un intervalle de confort, l'indicateur degrés heure (DH) est défini par le nombre de degrés dépassés par la température opérative, multiplié par les heures d'inconfort. Son ex-

pression est la suivante :

$$DHJ = \int_{\text{jour}} (T_{op} - T_{\text{comfort}_{max}}) dt \quad [^{\circ}Ch] \quad (5)$$

sous la restriction que  $T_{op}$  soit supérieure à  $T_{\text{comfort}_{max}}$  ( $T_{op} > T_{\text{comfort}_{max}}$ ).

## 4. Résultats expérimentaux et analyse

### 4.1. Impact d'une ventilation passive nocturne sur le confort interne

La campagne de mesure, réalisée du 27 juillet au 12 septembre (sauf du 31/7 au 11/8) contient 34 journées entières. Parmi la plupart des périodes nocturnes ( $T_{ia} > T_{oa}$  normalement), la météorologie était plutôt anticyclonique (données météorologiques d'une station à 1,64 km de la plateforme). Dans la plupart des périodes diurnes (durant lesquelles  $T_{ia} < T_{oa}$  généralement), la météorologie a présentée de fort vents (force 5 selon l'échelle de Beaufort). L'évolution de la température d'air extérieure (ligne mince noire) et de la température opérative intérieure (ligne épaisse rouge) est présentée sur la figure 5. Deux lignes horizontales en pointillé représentent l'intervalle de confort choisi (§2.1).

Normalement, la température opérative intérieure devrait dans l'intervalle de confort pendant la période diurne d'une journée typique (une journée correspond à un creux et une crête sur la figure 5). Ainsi nous pouvons constater sur la figure 5 que la majorité des crêtes de la température opérative intérieure était en accord avec l'intervalle de confort.

La figure 6 présente les degrés heure des jours dont  $T_{op}$  supérieure à  $T_{\text{comfort}_{max}}$  ( $T_{op} > T_{\text{comfort}_{max}}$ ), ainsi que la différence de température maximale ( $\Delta T_{max}$ ) entre ces deux dernières. Il y a aussi les valeurs maximales de la température extérieure et de la température opérative intérieure.

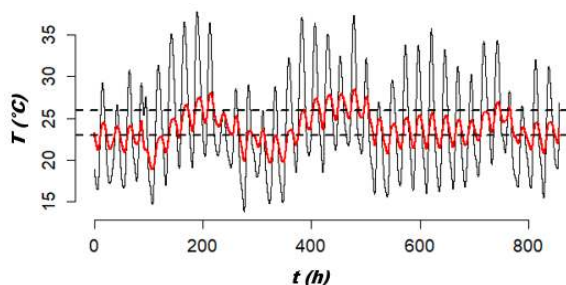


Figure 5 : Température extérieure (ligne mince noire) et température opérative (ligne épaisse rouge).

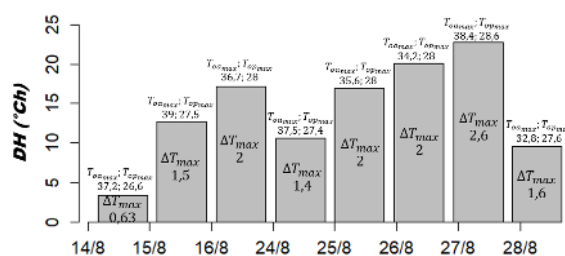


Figure 6 : Degrés heure d'inconfort de jours dont  $T_{op}$  est supérieure à  $T_{\text{comfort}_{max}}$ .

Plus en détail, l'intervalle de confort a été dépassé par la température opérative intérieure 13% de la durée totale de la campagne de mesure (6862 fois sur 51398 données). Ici, on constate que les degrés de dépassement plus fréquents sont de moins de 2°C (6397 fois sur 6862 : 93,22% des dépassements). Ceci correspond à une valeur d'environ 120 degrés heure d'inconfort sur les 34 journées. Afin de savoir si cette valeur est importante, il faudrait la confronter avec les résultats de degrés heure pour des journées de météo similaires, sans la mise en place d'une ventilation naturelle nocturne.

Une partie des journées de la campagne, où la plateforme était en inconfort pendant la période diurne, est montrée sur les figures 7 et 8. La figure 7 montre les deux autres indica-



teurs du confort (§2.1). En ce qui concerne les écarts verticaux de température d'air (axe de température à gauche de cette figure), on constate que les écarts entre une température d'air à 10 cm (trait avec petite boules) et 170 cm (ligne noire) sont clairement inférieurs à 3°C, pendant la période diurne. Ceci est en accord avec la norme.

Pour ce qui est des courants d'air au sein de la plateforme, la figure 8 montre les niveaux de vitesse d'air à deux hauteurs différentes (axe à droite) : à 10 cm (ligne pointillée noire) et à 170 cm (ligne noire continue). En période diurne, on constate que les niveaux de vitesse sont visiblement plus faibles que  $25 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  ; ce qui est aussi en accord avec la norme.

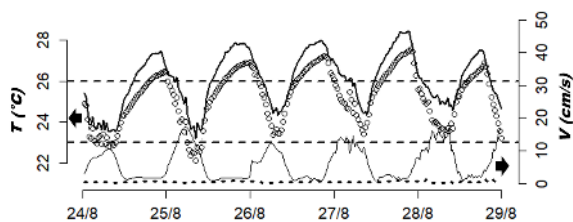


Figure 7 : Axe à gauche :  $T_{ia}$  à 170 cm, ligne noire.  $T_{ia}$  à 10 cm, trait avec boules. Axe à droite : Vitesse d'air à 170 cm, ligne pointée noire. Vitesse d'air à 10 cm, ligne noire.

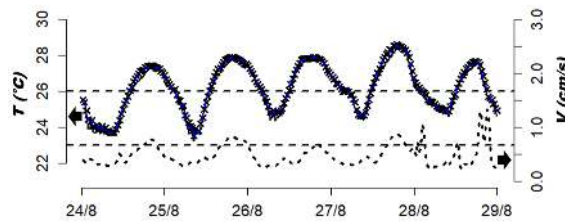


Figure 8 : Axe à gauche :  $T_{ia}$  ligne noire.  $T_{surr}$  ligne noire avec "+".  $T_{op}$  ligne pointillé en bleu. Axe à droite : Vitesse d'air, ligne pointée noire. Toutes les mesures faites à 170 cm de hauteur.

En outre, la figure 8 montre les résultats de la température moyenne des parois environnantes (trait noir avec "+"). On peut constater que cette température est confondue avec le trait de la température opérative (ligne pointillé bleu) et de même avec celui de la température d'air (ligne épaisse noire). Parmi nos résultats, la différence entre la température d'air et la température moyenne des parois environnantes n'a jamais atteint un écart aussi grand que celui mentionné précédemment (§2.1). On peut aussi déduire que, du fait que la température moyenne des parois est très proche de celle de l'air intérieur, que le niveau de rayonnement à l'intérieur de la plateforme est bien faible. Ce faible niveau peut être la conséquence d'une bonne isolation de l'enveloppe du bâtiment et du fait que les persiennes soient restées toujours fermées.

## 5. Conclusion et perspectives

L'évaluation expérimentale de l'impact de la mise en place d'une stratégie de pilotage des ouvertures de ventilation naturelle sur le confort d'été, a été menée au travers d'une campagne de mesure effectuée sur l'été 2016. Cette campagne de mesure a été réalisée dans une plateforme d'essais, un prototype de maison à énergie positive. Les résultats ont montré que cette plateforme, étant soumise à des conditions météorologiques d'une période estivale typique, a pu maintenir le confort pendant la période diurne de la plupart des journées de cette campagne (87%, équivalent à 29 sur 34 jours), ceci en permettant une ventilation naturelle nocturne et en gardant les protections solaires (persiennes) fermées. Ceci nous permet de réaffirmer qu'un couplage adéquat entre l'inertie thermique d'un bâtiment, les pilotages protections solaires mobiles et d'ouvertures mobiles permettant une ventilation naturelle nocturne, peut assurer un confort thermique complet de l'environnement intérieur pendant la période diurne d'une journée typique en saison estivale. Il convient de remarquer que la stratégie de ventilation naturelle implémentée au long de la campagne, n'a pas utilisée toutes les ouvertures de la plateforme ; ainsi, ce qui pourrait être envisagé, pour des journées qui ont présenté de l'inconfort, serait l'effet d'imposer une plus grande ouverture nocturne du bâtiment.

Une modélisation thermique-aéraulique de cette plateforme est actuellement mise en place.



Cette dernière permettra de tester, par simulation, des stratégies de pilotage des éléments mobiles plus évoluées. Puis de choisir la plus adéquate en termes de confort thermique, et de planifier une campagne expérimentale de vérification (validation) de l'efficacité de cette stratégie optimale.

### Références

- [1] C. Zücher et T. Frank, *Physique du bâtiment : construction et énergie*, vdf Hochschulverlag AG an der ETH Zürich (2014).
- [2] J. Miriel et al., Radiant ceiling panel heating-cooling systems : experimental and simulated study of the performances, thermal comfort and energy consumptions, *Applied Thermal Engineering*, 22 (2002) 1861-1873.
- [3] A. Ricaud et I. Lokhat, *Construire une maison à énergie positive*, Dunod (2010).
- [4] Carrilho da Graca G., Linden P.F., McConahey E., Haves P., Design and Testing of a Control Strategy for a Large Naturally Ventilated Office Building, *Building Serv. Eng. Res. Technol.*, 25,3 (2004) 271-287.
- [5] Rinaldi, A. et al., Natural ventilation for passive cooling by means of optimized control logics, *Procedia Engineering*, 180 (2017) 841-850.
- [6] Yingying Yang, *Innovative non-destructive methodology for energy diagnosis of building envelope*, thèse doctorale, Université de Bordeaux (décembre 2017).
- [7] Philippe Herin, *Conception et caractérisation de capteurs de flux radiatif et convectif. Application aux mesures "in situ"*, thèse doctorale, Université des sciences et techniques de Lille Flandres Artois (1988).
- [8] M. Chen Austin, A. Sempey, D. Bruneau, L. Mora, A. Sommier and T. Vogt Wu, *Stockage/déstockage d'énergie sensible et ventilation naturelle en bâtiment : une approche expérimentale à l'échelle 1* (Toulouse, 31 mai - 3 juin 2016).

### Remerciements

Nous remercions ici les techniciens et ingénieurs du laboratoire I2M pour l'aide à la mise en œuvre du système d'acquisition, et l'institution panaméenne IFARHU et l'Université du Panama (Universidad Tecnológica de Panamá) pour le support financier apporté à ces travaux.

# Modélisation dynamique d'un bâtiment intégrant des techniques passives sous le climat chaud de Marrakech

F.-E. LAFQIR<sup>1,2\*</sup>, B.BENHAMOU<sup>1,2</sup>, K.LIMAM<sup>3</sup>, A.BENNOUNA<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Equipe de recherche Procédés Energétiques, LMFE (URAC27), Faculté des Sciences Semlalia, Université Cadi Ayyad Marrakech, Maroc.

<sup>2</sup> Laboratoire EnR2E, Centre d'Études et de Recherches sur l'Eau et l'Énergie (CNEREE), Université Cadi Ayyad, Marrakech, Maroc.

<sup>3</sup> Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'environnement (LaSIE), Université La Rochelle, France

\*Auteur correspondant: lafqirfatima@gmail.com

**Résumé-** L'objectif principal de ce travail est d'étudier le comportement thermique dynamique d'une villa située dans la banlieue de Marrakech, intégrant des techniques et systèmes passifs qui permettent de réduire d'une façon considérable les charges thermiques de chauffage et de refroidissement. Afin de déterminer l'effet de chaque système sur la charge de chauffage et de refroidissement, nous avons réalisé une modélisation dynamique multizone de cette maison sur une année climatique complète. Un suivi expérimental a été réalisé pour valider le modèle numérique. Les résultats obtenus montrent que la villa telle qu'elle est conçue actuellement permet une réduction de 82% la charge thermique de chauffage et de refroidissement en comparaison avec le cas hypothétique standard d'une maison construite en béton selon les procédures habituellement utilisées au Maroc.

**Mots-clés:** système passif, modélisation dynamique, charge thermique, monitoring.

## 1. Introduction

Le bâtiment représente à lui seul une part très importante dans la consommation de l'énergie primaire à travers le monde et notamment au Maroc où celle-ci avoisine les 25% [1]. Malgré la modernisation du domaine de la construction, le secteur du bâtiment, a produit dans les soixante dernières années des bâtiments inconfortables vis-à-vis du confort thermique ce qui pousse les usagers à installer des systèmes de climatisation. Par conséquent, la consommation d'électricité en été est très élevée [2], impactant directement le secteur économique et environnemental. Face à ce constat, l'efficacité énergétique des bâtiments est devenue une priorité nationale au Maroc qui s'est doté d'une réglementation thermique de la construction (RTCM, appliquée depuis Novembre 2015) [3].

Pour un climat chaud et aride comme celui de Marrakech, il est conseillé d'opter pour une conception architecturale qui profite de l'avantage des apports solaires gratuits en hiver tout en évitant les surchauffes estivales. Celle-ci doit également prendre en compte l'effet de la ventilation nocturne sur le refroidissement du bâtiment [4], et ne pas négliger l'isolation de l'enveloppe qui permettrait de réduire considérablement ces charges thermiques [5].

Sobhy et Al [6] ont mené une étude liée au comportement thermique d'une maison moderne construite à Marrakech. S'appuyant sur un suivi expérimental d'une part, et réalisant une simulation thermique dynamique à l'aide du logiciel TRNSYS d'autre part, ils ont constaté que l'isolation de la toiture intégrant 4 cm de polystyrène expansé suffisait pour réduire les besoins de chauffage (10%) et de refroidissement (30%). Ces besoins pouvaient encore être réduits grâce à l'utilisation d'un double mur avec une lame d'air de 5 cm

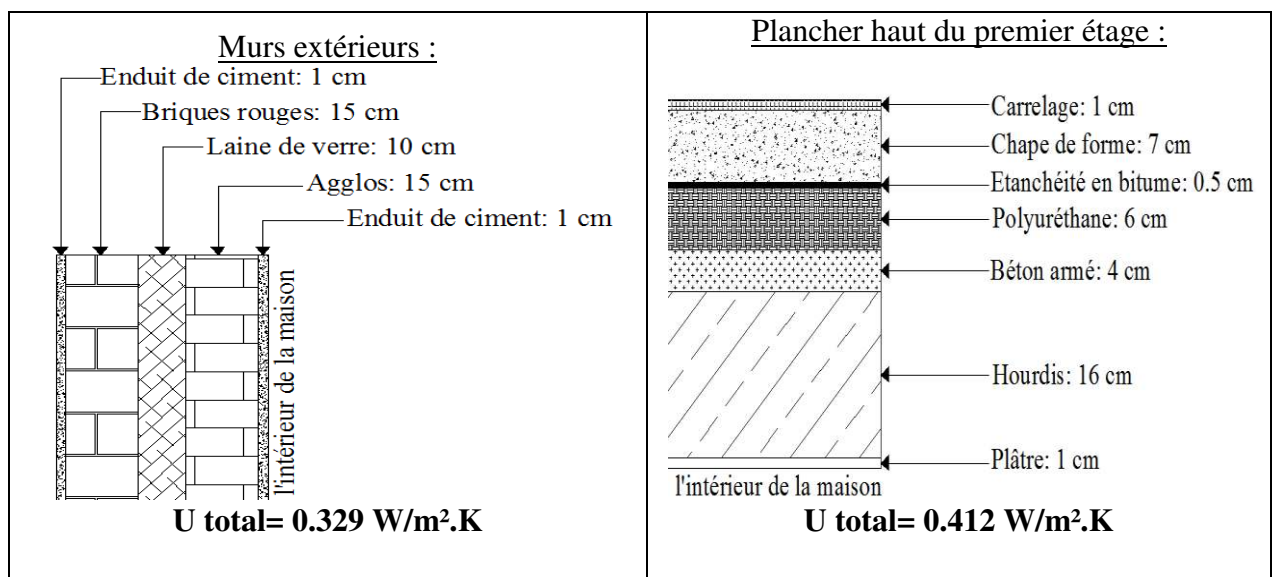
(réduction de 13% pour le chauffage et de 5% pour le refroidissement). Au final, la combinaison des deux techniques permettrait d'atteindre une réduction de 26% pour le chauffage et de 40% pour le refroidissement. Une étude similaire, visant à évaluer les performances énergétiques d'un bâtiment a été faite par Fezzioui et Al [7] dans le sud de l'Algérie. Les auteurs ont montré que l'isolation de la toiture réduisait de 21.55% la consommation d'énergie, et que celle des murs intérieurs pouvait également réduire les besoins en refroidissement (2.5%) et en chauffage (3%). Il a également été souligné que l'utilisation des briques creuses avec une lame d'air, ou des briques en terre pouvait participer à la réduction des besoins de refroidissement (2 à 3,5 %). De même, les auteurs considéraient que ni l'isolation des murs ni l'augmentation des surfaces des fenêtres n'étaient très bénéfique pour un local conditionné. Constatant que les couleurs des parois directement atteintes par le soleil avaient une très faible influence sur la température intérieure pendant l'été (0.5 %), ils ont préconisé la ventilation nocturne comme alternative de remplacement à la climatisation pour les jours des mois de mai, juin et septembre où la température extérieure descendait parfois en-dessous de la température intérieure. Enfin, l'orientation du bâtiment a un rôle important puisqu'il a été constaté que l'orientation Est-Ouest augmentait les besoins de refroidissement de l'ordre de 2%.

## 2. Description de la problématique

### 2.1 Description de la maison étudiée

Le bâtiment étudié est de type villa avec quatre façades, construite sur une surface au sol de 168m<sup>2</sup> avec une hauteur totale de 6m. La maison se compose d'un rez-de-chaussée (une salle à manger, un grand salon, un petit salon, une cuisine, un bureau, une chambre, et une buanderie) et d'un étage (quatre chambres, trois salles de bains et un couloir). La façade Sud possède une grande surface de vitrage (36% pour le rez-de-chaussée et 18% pour l'étage) alors que le pourcentage total du vitrage de la maison est de l'ordre de 12.5%.

Les propriétés thermo-physiques des constituants ont été prises à partir de la littérature [8,9], et le tableau 1 ci-dessous présente différents schémas permettant de comprendre la composition de chaque paroi et fournissant le coefficient de transmission thermique correspondant ( $U$  total). La succession des couches est donnée de l'intérieur de la maison vers l'extérieur.



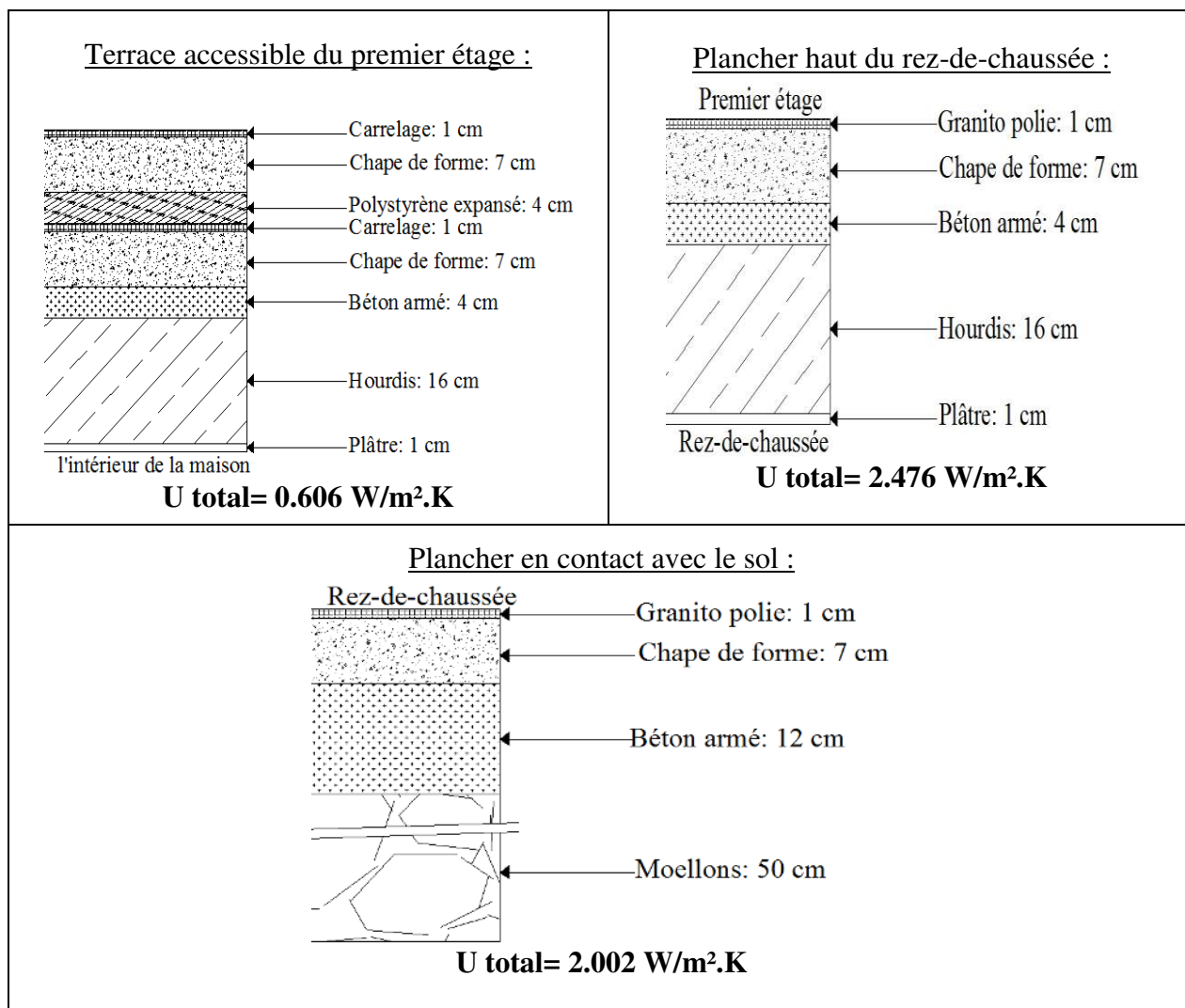


Tableau 1 : Schémas liés à la composition des parois de la maison étudiée

## 2.2 Contexte climatique

La maison est située dans la banlieue de Marrakech (31°37'N en latitude et 8°2'E en longitude et 468m d'altitude). Cette ville est caractérisée par un climat continental sec et chaud en été, froid en hiver. Ainsi, on enregistre souvent une grande différence de température entre le jour et la nuit, qui peut atteindre 27°C en juillet.

Les données météorologiques qui ont été utilisées pour cette étude, révèlent que les mois les plus froids sont décembre, janvier et février avec un minimum de température situé à 2.5°C alors que les irradiances solaires varient entre 3.5 et 4.2 kWh/m<sup>2</sup>/jour [10]. La température maximale qui a été atteinte pendant le mois de juillet s'élevait à 45°C et les irradiances solaires atteignaient 7.8 kWh/m<sup>2</sup>/jour [10], sachant que les mois les plus chauds sont avril, mai, juin, juillet et août. A partir de septembre, la température qui n'avait cessé d'augmenter pendant les mois les plus chauds, amorce généralement une décroissance pendant le mois septembre [10].

## 2.3 Modélisation numérique de la maison

Le comportement dynamique de la maison est simulé grâce à une modélisation transitoire multizone (type 56 du logiciel TRNSYS) avec un pas de temps de 1h. La maison est ainsi subdivisée en 12 zones, 6 au rez-de-chaussée (Z1 à Z6) et 6 à l'étage (Z7 à Z12). Chaque zone

est représentée par un seul nœud thermique. Les températures de consigne pour le chauffage et le refroidissement sont fixées respectivement à 19°C et 27°C [11]. Les hypothèses que nous avons adoptées sont les suivantes :

- Il n'y a pas de génération interne de chaleur (maison inoccupée),
- Toutes les portes et les fenêtres sont fermées,
- Il n'y a pas de ventilation mécanique ou naturelle et les infiltrations prises en compte sont uniquement celles rencontrées à travers les cadres des portes ou des fenêtres. La valeur considérée est 0.5 selon les recommandations de l'ASHRAE [12],
- La température initiale de l'air ainsi que l'humidité relative pour toutes les zones sont prises respectivement égale à 20°C et 50%,
- L'émissivité des murs extérieurs est prise égale à 0.9,
- L'absorptivité des toitures et des murs extérieurs est considérée 0.8,
- Le coefficient de convection pour les surfaces extérieures est calculé à partir de l'équation suivante :  $h_{(ext)} = 2.8 + 3.2V$  où V est la vitesse du vent en m/s,
- Le couplage de la maison avec le sol est assuré par le type 77 du logiciel TRNSYS qui se base principalement sur la corrélation de Kusuda [13],
- Le coefficient de convection des surfaces intérieures est calculé à partir des formulations prises en compte dans le logiciel TRNSYS,
- L'ouverture et la fermeture des volets roulants des fenêtres et des portes fenêtres sont gérés par le calendrier suivant :
  - En hiver : volets ouverts de 6h00 à 19h00, et fermés autrement.
  - En été : volets fermés de 6h00 à 19h00, et ouverts autrement.

## 2.4 Monitoring de la maison étudiée

Le monitoring de la maison a été assuré durant une semaine (du 13 au 19 août 2013) grâce à la mesure de la température et de l'humidité relative en utilisant des instruments de mesure de type TESTO174H placés au milieu de chacune des zones considérées et à une distance de 1.5m du plafond. Les incertitudes de la température et de l'humidité relative sont respectivement de 0.5°C et de 3%, et les mesures ont été réalisées avec un pas de temps de 10 mn. Durant la période de mesure, la maison est inoccupée et toutes les portes, les fenêtres, et les volets sont fermés. Soulignons qu'une station météorologique a été installée sur le site.

## 3. Résultats et discussions

### 3.1 Validation du TPF

Pour la validation, une simulation de la maison a été réalisée selon une évolution libre de la température et en utilisant les données météorologiques locales prises du 1<sup>er</sup> juillet 2013 au 30 avril 2014, et où la température extérieure se situait entre 23°C et 44°C. Afin de valider notre modèle numérique, nous avons comparé nos calculs prédictifs avec les mesures enregistrées.

La figure 1 présente la comparaison de la température ambiante extérieure, celle simulée et celle mesurée pour la zone 1. Nous pouvons constater que 96% des écarts entre la température simulée et celle mesurée sont inférieurs à 1°C, et les valeurs de ces deux températures ne dépassent pas 30°C alors que la température extérieure atteint 44°C.

Plus généralement, nous constatons que pour toutes les zones, 62% des écarts sont entre 0°C et 0.5°C, 31% sont entre 0.5°C et 1°C et seulement 7 % des écarts sont supérieurs à 1°C avec un maximum de 1.48°C.

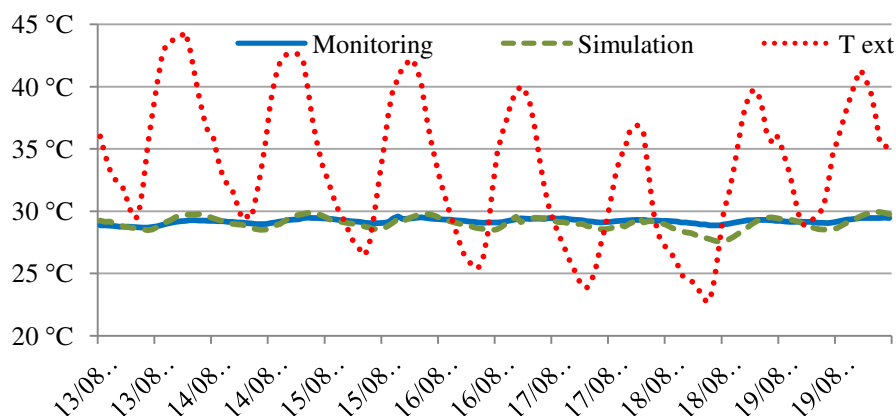


Figure 1: Moyennes horaires des températures : mesurée, simulée et extérieure.

### 3.2 Comparaison des différentes configurations d'isolation

Dans le but d'étudier l'effet de chaque système passif (isolation des murs, isolation des toitures et utilisation d'un double vitrage) utilisé dans la maison sur les besoins de chauffage et de refroidissement, nous avons modélisé 5 configurations pour cette maison. Les températures de consigne de chauffage et de refroidissement sont fixées comme indiqué dans le paragraphe 1.4.

Le tableau 2 présente ces différentes configurations. La première (#1) est la maison réelle, la deuxième est la maison de référence telle qu'elle aurait été construite habituellement à Marrakech sans aucune isolation. Les autres configurations sont caractérisées par la présence d'un seul système passif.

Configuration	Toit	Murs extérieurs	Vitrage
#1	Isolé	Isolés	Double
#2	Non isolé	Non isolés	Simple
#3	<b>Isolé</b>	Non isolés	Simple
#4	Non isolé	<b>Isolés</b>	Simple
#5	Non isolé	Non isolés	<b>Double</b>

Tableau 2 : configurations étudiées.

La figure 2 présente les besoins annuels de chauffage et de refroidissement de la maison pour chaque configuration (les valeurs positives représentent les besoins annuels de refroidissement ainsi que celles négatives représentent les besoins annuels de chauffage). En analysant cette figure, nous constatons que l'intégration de l'ensemble des systèmes passifs dans la maison réelle (#1) diminue de 82% la charge thermique par rapport à la maison de référence (#2). En effet, la maison de référence (#2) présente une charge thermique très importante tant en chauffage qu'en refroidissement. Il est donc évident que la configuration (#2) est mal adaptée au climat de Marrakech.

La comparaison des configurations (#2) et (#3) permet d'identifier l'effet de l'isolation de la toiture. Il apparaît que cette isolation diminue considérablement la charge de

refroidissement (57%) et légèrement la charge de chauffage (9%). Cela montre la grande participation de la toiture dans les échanges thermiques du bâtiment avec l'extérieur, surtout pour le climat chaud et sec de Marrakech. Le rayonnement solaire direct y est très important, et l'incidence des rayons solaires est pratiquement verticale pendant l'été. Ce résultat a été signalé dans plusieurs contributions scientifiques (Nahar et al [14], Emad [15], Mohsen et al [16] et Asmat et al [17]).

La comparaison des configurations (#2) et (#4) montre que l'isolation des murs extérieurs agit essentiellement sur la charge de chauffage par une diminution de 65%, et légèrement sur la charge de refroidissement avec seulement 23% de réduction.

La comparaison des configurations (#2) et (#5) explicite l'effet du double vitrage sur les charges thermiques de la maison. L'utilisation de cette technique permet de réduire de 11% la charge de chauffage, alors qu'elle provoque une légère augmentation de la charge de refroidissement (+5%). Cette action est attribuée à la rétention de la chaleur issue du rayonnement solaire direct à travers les baies vitrées qui ont un facteur solaire plus grand que celui du simple vitrage. Nous pouvons conclure que l'utilisation du double vitrage seul (sans association avec l'isolation de la toiture) peut conduire à des surchauffes pendant l'été ce qui est déconseillé pour le climat de Marrakech.

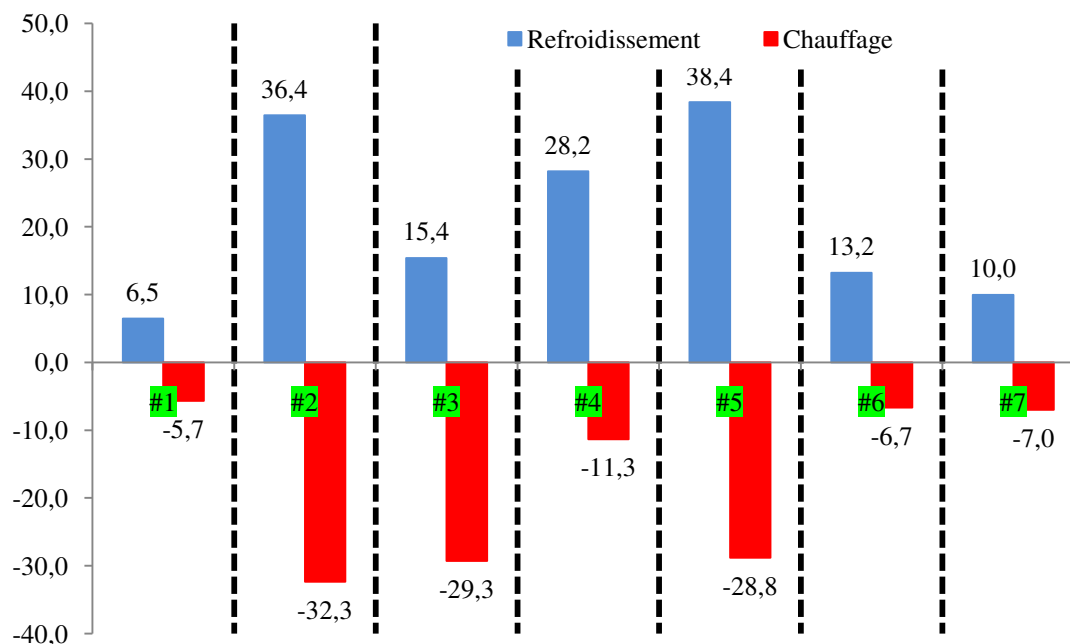


Figure 2 : Les charges annuelles de chauffage et de refroidissement

### 3.3 Etude de la maison selon le règlement thermique de construction au Maroc (RTCM):

Nous allons procéder dans cette partie à l'étude de la maison selon les exigences du règlement thermique de construction au Maroc (RTCM). Ce règlement exige un coefficient de transmission thermique maximal pour les murs extérieurs, les toitures, le plancher en contact avec le sol, et le vitrage selon le taux des baies vitrées du bâtiment. Pour notre cas d'étude, le bâtiment a un taux des baies vitrées avoisinant 12.5%.

Le tableau 3 présente trois configurations. La configuration (#1) est la maison réelle, la configuration (#6) concerne la maison construite selon les exigences RTCM, et la dernière

configuration (#7) représente la maison selon les exigences RTCM, mais sans isoler le plancher en contact avec le sol.

		<i>Toitures exposées</i>	<i>Murs extérieurs</i>	<i>Plancher sur sol</i>	<i>Vitrage</i>
U W/ (m <sup>2</sup> K)	#1	0.412	0.329	2.002	2.950
	#6	0.627	0.805	0.696	2.950
	#7	0.627	0.805	2.00 2	2.950

Tableau 3 : Coefficients de transmission thermique selon les trois configurations.

Notons que le RTCM adopte la norme NMISO 7730 [19] qui fixe les températures de consigne à 20°C pour le chauffage et 26°C pour le refroidissement. Cependant nous estimons que pour le climat chaud et semi-aride de Marrakech les températures de consigne adoptées dans cette étude (19-27°C) sont plus réalistes.

La comparaison de la configuration (#1) avec la configuration (#6) montre que la modification des caractéristiques de l'enveloppe de la maison, afin de répondre aux exigences du règlement thermique de construction RTCM, a engendré une augmentation très importante de la charge de refroidissement (de l'ordre de 105%), alors que la charge de chauffage n'a pas beaucoup varié (+15%). En effet la diminution de l'épaisseur des isolants des toitures exposées ainsi que des murs extérieurs, favorise les échanges thermique habitat-environnement ce qui augmente les gains de chaleur pendant la période estivale. L'isolation du plancher en contact avec le sol dans la configuration #6 augmente 15% sa charge thermique par rapport à la configuration #7. Ceci confirme le fait que le couplage de la maison avec le sol permet de diminuer la température du bâtiment pendant l'été ce qui est favorable pour le climat chaud et sec de Marrakech.

#### 4. Conclusion

Dans cette communication nous nous sommes intéressés à l'influence de quelques techniques passives simples (isolation des murs extérieurs, isolation de la toiture et utilisation d'un double vitrage) non communément utilisées à Marrakech, sur la charge de climatisation d'une maison de type villa. Cette étude a été réalisée sur une année climatique au moyen d'une modélisation dynamique multizone à l'aide du logiciel TRNSYS. L'analyse des résultats nous a permis de préciser l'apport thermique de chaque système passif intégré dans la maison.

Cette étude montre que l'isolation de la toiture est nécessaire pour le climat de Marrakech, car en effet, celle-ci réduit 57% de la charge de refroidissement. L'isolation des murs extérieurs reste très bénéfique en hiver puisqu'elle diminue 65% les besoins en chauffage et légèrement les besoins en refroidissement. En revanche, le double vitrage peut augmenter la température en hiver et donc réduire la charge de chauffage, mais il présente un inconvénient en été nécessitant par ailleurs l'association d'un autre système d'isolation.

Dans une deuxième partie nous avons étudié la maison selon les exigences du règlement thermique de construction au Maroc (RTCM) et nous avons trouvé que l'isolation du plancher en contact avec le sol (exigée par ce règlement) n'était pas recommandable pour le climat de Marrakech puisque l'absence d'isolant permettait une économie d'énergie significative (15%).

#### Références



- [1] Moroccan Agency for Energy Efficiency, AMEE, Morocco. [www.aderee.ma](http://www.aderee.ma) (Accessed on October 30, 2017).
- [2] ONEE (Office National d'Electricité et de l'Eau potable), "Statistiques énergétiques", Septembre 2017, [www.onee.org.ma](http://www.onee.org.ma).
- [3] RTCM, Moroccan Thermal Regulation for Constructions, 2015 (Available in: <http://www.aderee.ma/index.php/fr/expertise/efficacite-energetique/batiment>).
- [4] Robinson BS, Dorwart J, Sharp MK (2013). US space cooling potentials for ambient sources with thermal energy storage. *International Journal of Ambient Energy*, doi:10.1080/01430750.2013.864585.
- [5] Samar Jaber, Salman Ajib, 'Optimum, technical and energy efficiency design of residential building in Mediterranean region', *Energy and Buildings* 43 (2011) 1829–1834.
- [6] Issam Sobhy, Abderrahim Brakez and Brahim Benhamou, "Analysis for thermal behavior and energy savings of a semi-detached house with different insulation strategies in hot semi-arid climate", *Journal of Green Building*, 12:78-106 (2017). (DOI: <http://dx.doi.org/10.3992/1552-6100.12.1.78> ).
- [7] N.Fezzioui, B. Draoui, M. Benyamine et S. Larbi, 'Influence des Caractéristiques Dynamiques de l'Enveloppe d'un Bâtiment sur le Confort Thermique au Sud Algérien', *Revue des Energies Renouvelables*, Vol. 11, N°1, pp. 25 - 34, 2008.
- [8] P. Dal Zotto, J.M. Larre, A. Merlet, L. Picau, Casteilla Editor, *Memotech Genie Energetique Collection Memotech*, 2014.
- [9] CSTB (Centre Scientifique et Technique du bâtiment, France), *Regles Th-U Détermination des caractéristiques thermiques utiles\_ des materiaux*, 2007.
- [10] *Meteonorm V7.0.22.8*, 2017 [www.meteonorm.com](http://www.meteonorm.com).
- [11] Issam Sobhy. *Modélisation dynamique d'une maison typique à Marrakech et propositions pour améliorer ses performances énergétiques*. Thèse de doctorat, université Cadi Ayyad, Maroc, Juillet 2017.
- [12] ASHRAE, (1997), chap. 24: "thermal and water vapor transmission data" in *Handbook of Fundamentals*, American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, Inc., Atlanta.
- [13] T. Kusuda, P.R. Achenbach, Earth temperature and thermal diffusivity at selected stations in the United States, *ASHRAE Trans.* 71 (Part 1) (1965).
- [14] Nahar. N. M, Sharma. P and Purohit M. M; "Performance of different passive techniques for cooling of building in arid regions", *Building and Environment*, 38 (2003) 109-116.
- [15] Emad H. A; "Passive options for solar cooling of buildings in arid areas", *Energy*, 31 (2006) 1332–1344.
- [16] M.S. Mohsen and B.A. Akash, 'Some Prospect of Energy Saving in Building', *Energy Conversion Management*, Vol. 42, N°11, pp. 1307 - 1315, 2001
- [17] Asmat .I, Muna Hanim, A.S & Abdul Malek A.R. (2011) the investigation of green roof and white roof cooling potential on single storey residential building in the Malaysian climate. *World Academy of Science, Engineering and Technology*, 76, 129-137.
- [18] *NM ISO 7730, Ergonomics of the Thermal-analytical: Determination of the Ambiance and Interpretation of Thermal Comfort Using of the PMV and PPD Indices Calculation and Local Thermal Comfort Criteria*, Moroccan Institute for Standardization IMANOR, 2010.

### **Remerciements**

Ce travail est supporté financièrement par l'Académie Hassan II des Sciences et Techniques à travers le projet RafriBAT (2015-2018).

# Caractérisation de la convection interne dans des contenants tubulaires verticaux d'un échangeur air-MCP : approche expérimentale

Maria De Los A. ORTEGA<sup>1,4\*</sup>, Denis BRUNEAU<sup>1,2</sup>, Patrick SEBASTIAN<sup>1</sup>, Saed RAJI<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institut d'Ingénierie et Mécanique de Bordeaux - Département TREFLE  
CNRS, I2M TREFLE, UMR 5295, 33405 TALENCE, France

<sup>2</sup>Groupe Recherche Environnement, Confort, Conception Architecturale et Urbaine  
GRECCAU, EA 7482, 33405 TALENCE, France

<sup>3</sup>Nobatek-INEF4

64600 ANGLET, France

<sup>4</sup>Universidad Tecnológica de Panamá

UTP, Avenida Universidad Tecnológica de Panamá, Vía Puente Centenario, Ciudad de Panamá, Panamá

\*(auteur correspondant : maria-de-los-angeles.ortega-del-rosario@u-bordeaux.fr)

**Résumé** - L'utilisation de systèmes de rafraîchissement d'air basés sur des échangeurs-stockeurs composés de Matériaux à Changement de Phase (MCP) répond à un besoin de maîtrise de consommation d'énergie. Une identification adéquate des phénomènes de transfert de chaleur à l'intérieur des contenants de ces MCP permet d'obtenir des modèles de conception amenant à prédire la performance de ces systèmes. On se propose ici de décrire les effets de la convection naturelle dans la phase liquide de ce MCP pendant la fonte de ce MCP, en s'appuyant sur une approche expérimentale basée sur un traitement d'images et une analyse statistique, amenant à l'élaboration d'une corrélation semi-empirique.

## Nomenclature

$c_p$  capacité thermique massique,  $J.kg^{-1}.^{\circ}C^{-1}$

$E_L$  chaleur latente totale, J

$Fo$  nombre de Fourier

$k$  conductivité thermique,  $W.m^{-1}.^{\circ}C^{-1}$

$L$  enthalpie de changement d'état,  $J.kg^{-1}$

$L_c$  longueur caractéristique, m

$m_f$  fraction massique liquide

$Q$  chaleur, J

$q$  flux de chaleur, W

$Ra$  nombre de Rayleigh

$S$  seuil

$Ste$  nombre de Stefan

$T$  température,  $^{\circ}C$

$t$  temps, s

*Symboles grecs*

$\alpha$  diffusivité thermique,  $m^2.s^{-1}$

$\beta$  coefficient de dilatation,  $^{\circ}C^{-1}$

$\mu$  viscosité dynamique,  $Pa \cdot s$

$\rho$  masse volumique,  $kg.m^{-3}$

*Indices et exposants*

*air* air

*iw* surface interne du tube

*ow* surface externe du tube

*pcm* position sur l'axe du tube de MCP

*wall* paroi

## 1. Introduction

De multiples approches visant à apporter une réponse à la problématique grandissante de la maîtrise du confort en bâtiment en été sont actuellement développées. En particulier, l'utilisation des Matériaux à Changement de Phase (MCP) au cœur de systèmes de rafraîchissement semi-passifs est souvent présentée comme une solution adaptée. Ces systèmes permettent de stocker l'énergie excédentaire d'un bâtiment durant la journée et de la déstocker vers l'extérieur pendant la nuit, si la température d'air extérieure le permet. Ils peuvent se présenter sous la forme d'un grande variété de géométries internes, ce qui permet une intégration adaptée de ceux-ci à des typologies variées de bâtiments.

Dans cet article, nous considérons ces phénomènes de stockage dans un échangeur air-MCP à courants croisés, composé de tubes verticaux de section circulaire remplis avec du MCP, ceci dans le but de développer un outil d'aide au dimensionnement. Deux type d'approches sont couramment utilisées pour développer ces types d'outils : des méthodes qui s'appuient sur une simplification des phénomènes, comme par exemple, la méthode de Nombre d'Unités de Transfert-Efficacité  $\varepsilon$ -NUT, et des approches complexes de type CFD. Le problème avec le premier type d'approches est qu'il n'est pas adapté à l'étude de phénomènes évolutifs comme la convection interne du MCP fondu. Le deuxième type d'approches s'adapte mieux à l'identification de ces phénomènes, mais en revanche, les temps de calcul peuvent devenir très longs pour un échangeur complet. La méthode  $\varepsilon$ -NUT est apte à prédire la performance d'un échangeur si la convection naturelle interne est prise en compte [1].

C'est la raison pour laquelle nous nous efforçons ici d'étudier et de d'écrire les effets combinés de la conduction et de la convection dans le MCP, sur la fonte de ce dernier, dans un contenant cylindrique vertical à section circulaire.

Dans ce but, nous avons conçu et réalisé un banc d'essai. Celui-ci permet une analyse détaillée des transferts de chaleur entre l'air et le cœur du MCP contenu dans les tubes et une analyse d'image de la fonte de ce MCP (suivi du front de fonte). Il nous amène à décrire la fonte du MCP, en fonction des paramètres de fonctionnement du procédé, définis en termes de nombres adimensionnels, à savoir un nombre de Stefan ( $Ste$ ), un nombre de Fourier ( $\mathcal{F}o$ ), et un nombre de Rayleigh ( $\mathcal{R}a$ ).

## 2. Définition des paramètres adimensionnels

Une corrélation permet d'identifier, à travers des paramètres clefs, la phénoménologie impliquée dans un processus donné, à partir des données expérimentales. Nous proposons ci-dessous les paramètres clefs pour décrire les effets conductifs et convectifs sur la fonte de MCP.

Concernant les transferts internes au MCP, l'observation des effets, en termes de fonte du MCP, de la conduction dans la partie solide du MCP et de la convection naturelle dans le MCP liquide, amène au constat suivant : dans le cas des tubes verticaux, deux directions de fonte apparaissent, une radiale et une verticale descendante. Ces deux directions de fonte provoquent une érosion du MCP solide et l'apparition d'une forme conique pour celui-ci [2].

Le premier paramètre adimensionnel que nous considérons est la fraction massique liquide ( $m_f$ ) qui définit la quantité de MCP fondu. Elle peut s'exprimer comme suit, en termes de chaleur transférée au tube et de capacité de stockage par chaleur latente :

$$m_f = Q_{pcm}(t)/E_L \quad (1)$$

où la chaleur  $Q_{pcm}(t)$  est définie par

$$Q_{pcm}(t) = \int_{t=0}^{t_{final}} q_{pcm}(t) dt \quad (2)$$

et le flux de chaleur transféré au MCP,  $q_{pcm}(t)$ , s'exprime comme suit

$$q_{pcm}(t) = \frac{T_{air} - T_{iw}}{R_{air} + R_{wall}} - m_{wall} c_{p_{wall}} \frac{dT_{wall}}{dt}. \quad (3)$$

Dans l'équation précédente, les résistances thermiques dépendent des propriétés de conductivité thermique de l'air et de la paroi, ainsi que de la convection de cet air sur la face externe du tube considéré [2].

D'autre part, nous considérons ici le nombre de Stefan, associé au changement de phase, qui exprime le rapport entre la chaleur sensible et la chaleur latente disponibles du MCP. Ce nombre de Stefan est une forme adimensionnelle de la différence de température entre la surface extérieure du tube et la température de fusion du MCP :

$$Ste = \frac{c_{p_{pcm}} \cdot (T_{ow} - T_{iw})}{L}. \quad (4)$$

Nous considérons aussi le nombre de Fourier comme mesure adimensionnelle du temps. Il exprime le rapport entre la quantité de chaleur transmise au corps et la capacité de stockage sensible de celui-ci :

$$Fo = \frac{\alpha \cdot t}{L_c^2}. \quad (5)$$

Seule une combinaison de ces deux nombres adimensionnels  $Fo$  et  $Ste$ , de type  $\mathcal{C}(FoSte)^n$ , est nécessaire et suffisante lorsque les transferts sont purement conductifs [1,3]. La convection présente dans la phase liquide du MCP, nécessite l'introduction d'un nombre adimensionnel supplémentaire ; il s'agit du nombre de Rayleigh défini comme suit :

$$Ra = \frac{g\rho^2 c_p \beta (T_{ow} - T_{pcm}) L_c^3}{\mu k}. \quad (6)$$

Au travers de l'étude adimensionnelle de l'équation de la chaleur comportant un terme source décrivant le changement de phase du MCP, Bejan [3] a montré que la fraction liquide de MCP pouvait s'exprimer sous la forme suivante :

$$m_f = \mathcal{C}(SteFo)^n Ra^m. \quad (7)$$

### 3. Méthodologie

Nous proposons ici d'exprimer la corrélation définie par l'équation 7 de sorte que les effets combinés de conduction et de convection dans le MCP fondu puissent être inclus de manière simple dans une équation de la conduction de chaleur par exemple. Pour atteindre cet objectif, la méthodologie choisie combine l'expérimentation avec une analyse statistique impliquant des paramètres expérimentaux qui régissent les mécanismes de transfert et stockage de chaleur par conduction et convection, et par changement de phase.

La capture de photographies de l'échangeur pendant le cycle de fonte et le traitement ultérieur de ces images servent d'appui à la détermination de l'instant d'amorçage du changement de phase, donnée nécessaire pour obtenir la corrélation souhaitée. Cette visualisation nous permet d'observer les différentes étapes de la fonte et d'effectuer un suivi de la frontière de fonte et de l'évolution temporelle de la fraction liquide de MCP. Dans cet article, nous proposons la binarisation de l'image pour obtenir la fraction liquide en fonction de nombre de pixels de celle-ci : les pixels blancs représentent la partie solide du MCP et les pixels noirs représentent la partie liquide. Un schéma de la méthodologie utilisée est proposée en figure 1.

#### 3.1. Présentation du banc expérimental

Le banc expérimental a été conçu de façon à ce que la géométrie de l'échangeur air-MCP testé puisse être modifiée. Le banc est composé d'un ventilateur à vitesse variable, d'une batterie chauffante contrôlée avec un PID à  $\pm 1^\circ\text{C}$  qui permet de réguler la température en entrée

de l'échangeur (et ainsi de simuler une montée en température de l'air intérieure du bâtiment), d'une batterie froide permettant de régénérer le MCP (en cas de besoin), d'un diaphragme adapté à une mesure de débit, et d'un caisson en bois de géométrie adaptable qui intègre l'échangeur-stockeur (cf. figure 2).

Le caisson en bois rectangulaire de 2 m de longueur dispose d'un cône divergeant en entrée et d'un cône convergeant en sortie afin de faciliter l'établissement d'un écoulement aérodynamique uniforme en amont de l'échangeur. Un flanc de ce caisson est vitré afin de permettre une visualisation globale de l'échangeur-stockeur. Le faisceau de tubes en verre formant l'échangeur est composé de 11 rangées perpendiculaires au sens de l'écoulement, chaque rangée contenant 9 tubes. Les diamètres intérieur et extérieur de ceux-ci sont respectivement 23,5 mm et 24,5 mm ; les pas longitudinal et transversal de l'arrangement des tubes sont identiques (33 mm).

Le MCP utilisé est de la paraffine RT28HC produite par Rubitherm® ; sa conductivité thermique est de  $0,2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  ; sa chaleur latente, mesurée par DSC, est de  $215 \text{ kJ.kg}^{-1}$ . Elle présente une capacité thermique massique de  $2000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{°C}^{-1}$ , et sa plage de fonte s'étale de  $26\text{°C}$  à  $28\text{°C}$  environ.

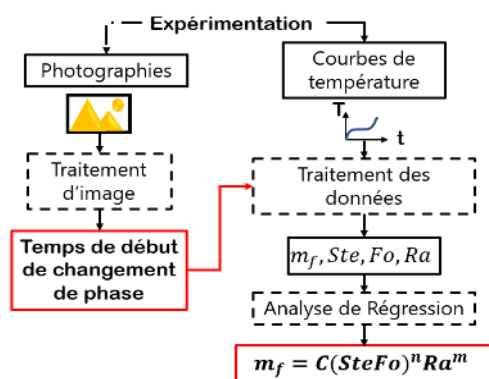


Figure 1 : Méthodologie d'obtention de la corrélation de la fraction massique liquide de MCP fondu.

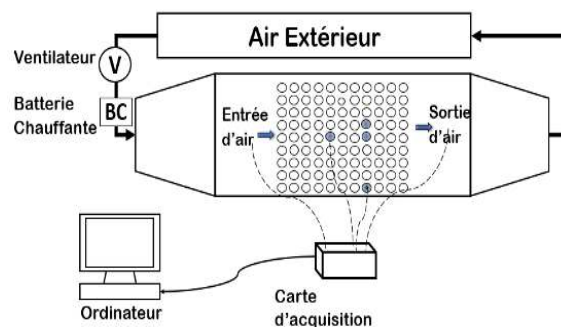


Figure 2 : Schéma du banc expérimental d'essai de l'échangeur air-MCP.

### 3.2. Instrumentation du banc expérimental

Des mesures de température d'air sont effectuées en différents points de l'échangeur, ainsi que des mesures de vitesse en amont et en aval de l'échangeur. Quatre tubes sont instrumentés en termes de mesures de température à une hauteur de 6 cm au dessus de leur bases : quatre thermocouples type K ( $0,65\text{°C} \pm 0,18\text{°C}$ ), permettent, pour chacun des ces tubes, la mesure des températures des parois externe et interne du tube, la mesure de la température du MCP sur l'axe du tube et la mesure de l'air proche de celui-ci.

### 3.3. Protocole expérimental

L'essai proposé a été mené avec un débit d'air constant de  $200 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Le banc d'essai était initialement à une température de  $22\text{°C}$ , stabilisée pendant 12h en amont de l'essai. Un échelon est alors appliqué à la température d'air en entrée de l'échangeur pour passer de  $22\text{°C}$  à  $34\text{°C}$ . Ces valeurs de  $22\text{°C}$  et  $34\text{°C}$  ont été choisies de façon à balayer la totalité du potentiel de stockage de l'échangeur lors de l'essai de celui-ci (du MCP totalement solide au MCP totalement liquide). Des photographies numériques sont effectuées tout au long de l'essai.

### 3.4. Traitement d'image simple

Le traitement d'images mené s'appuie sur une bonne identification des contours de la frontière liquide - solide. Il utilise un algorithme de détection de contours [4]. Après application de cet algorithme, une analyse basée sur le décompte des pixels noirs et blancs est mise en œuvre. Une segmentation par seuillage de gradients de l'image a été retenue dans ce but. L'avantage de cette méthode réside dans le fait que la réponse de l'image binarisée ne représente que la frontière liquide - solide, sinon un équivalent de l'image originale pouvant être utilisé pour mener un comptage direct des pixels.

En amont, l'image originale  $I(x, y)$  est convertie en une image en niveaux de gris  $BW(x, y)$ , et améliorée par un filtre gaussien, de façon à réduire le bruit ; cette dernière image est identifiée comme  $I_{blur}(x, y)$ . Le choix de la valeur du seuil  $S$  a été faite automatiquement par le logiciel MATLAB®, avec la fonction *graythresh()* qui utilise la méthode statistique d'Otsu (qui permet d'effectuer un seuillage automatique à partir de la forme de l'histogramme de l'image). Cela résulte en une image binarisée  $BN(x, y)$ . Avant d'effectuer le comptage, les pixels correspondant à des objets autres que le MCP (le thermocouple, effets de flash, et reflets des MCP des tubes adjacents) sont exclus du calcul de la fraction liquide. Enfin, le nombre de pixels noirs et blancs est déterminé.

### 3.5. Détermination des corrélations

La forme de la corrélation retrouvée pour exprimer la fraction liquide du MCP (cf.eq. 7) nous amène à appliquer une régression linéaire multiple [5], impliquant les variables adimensionnelles choisies :

$$\log_{10}(m_f) = \log_{10}(C) + n \cdot \log_{10}(FoSte) + m \cdot \log_{10}(Ra) \quad (8)$$

Nous utilisons le logiciel R®, et sa fonction *summary(lm())*, de façon à déterminer les coefficients  $\log_{10}(C)$ ,  $n$  et  $m$  intervenant dans cette corrélation linéarisée. La validité statistique de cette détermination est étudiée à l'aide de certains tests statistiques : pour s'assurer que les paramètres adimensionnels choisis expliquent bien le phénomène impliquant la fonte du MCP, un test d'hypothèse nulle a été effectué en utilisant la valeur-p. Un deuxième test consistant à valider qu'il existe une linéarité entre chaque variable explicative et la variable dépendante a été mené. Un dernier test consiste à vérifier qu'il n'existe pas une multicollinéarité entre les variables explicatives.

## 4. Résultats et analyse

Nous montrons ici les résultats pour un tube instrumenté situé dans la 8<sup>ème</sup> rangée à compter de l'entrée de l'échangeur, proche du côté vitré de celui-ci. La figure 3, montre l'évolution temporelle des températures mesurées par les quatre thermocouples situés dans ce tube, pendant la plage de changement de phase. Pour pouvoir calculer la fraction liquide, il est nécessaire au préalable de déterminer l'instant de démarrage du cycle de fonte. Dans un premier temps nous avons pensé pouvoir approximer cet instant de démarrage du cycle de fonte en identifiant l'instant où il y a un changement de pente sur la courbe de l'évolution temporelle de la température du MCP sur l'axe du tube,  $T_{pcm}$ . Ainsi, naturellement, cet instant de changement de pente sur la courbe de température du MCP sur l'axe du tube ne correspond pas exactement à l'instant de démarrage du cycle de fonte, fonte qui débute au niveau de la paroi intérieure du tube. Il est donc souhaitable de déterminer cet instant de démarrage du cycle de fonte, autrement. Notons

que à  $t = 170$  mn approximativement, l'ensemble du MCP est fondu (la température sur l'axe du tube augmente alors brusquement, au delà des valeurs de température correspondant à la plage de fonte du MCP).

Depuis cette fin du changement de phase et en remontant jusqu'au point à compté duquel cette courbe s'éloigne de la linéarité, on identifie précisément le temps de début de fonte du MCP en contact avec la paroi interne du tube ( $t \simeq 60$  mn sur figure 3). De façon à valider cette dernière affirmation, nous utilisons nos résultats de traitement d'images en termes de détermination la fraction liquide du MCP (cf. fig. 4). Les résultats présentés dans cette figure, montrant que dans les premières minutes du cycle la fraction liquide du MCP (pixels noirs) correspond à moins de 5% du volume total de MCP viennent confirmer que ce temps  $t \simeq 60$  mn, est une approximation correcte de temps de début du cycle de fonte du MCP, et valider la méthode de détermination de ce temps par remonter dans le temps à partir du temps de fin de fonte sur la courbe de température du MCP sur l'axe du tube.

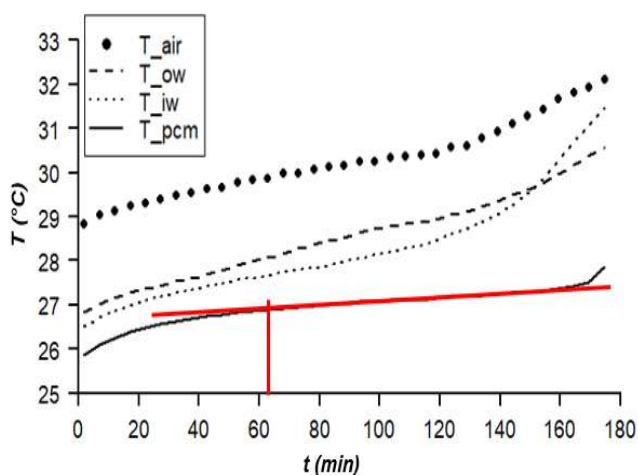


Figure 3 : Courbes des températures pour un tube situé dans la 8ème rangée pendant le changement de phase.

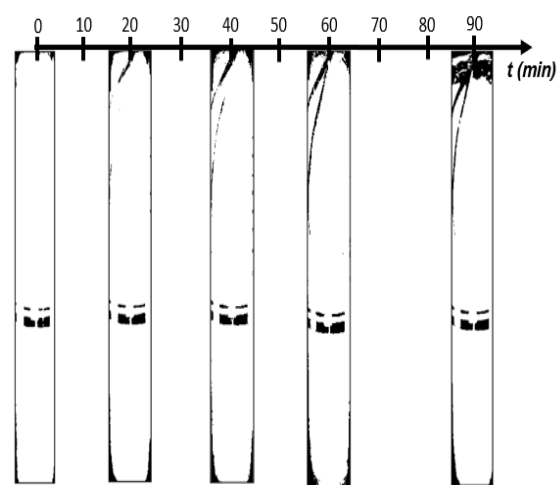


Figure 4 : Evolution temporelle de l'interface MCP fondu / MCP solide pour un tube situé dans la 8ème rangée.

Le début et la fin de la plage de fonte étant déterminés, la détermination des paramètres entrants dans la corrélation expérimentale de la fraction liquide de MCP fondu ( $m_f$ ) a été menée. Au préalable des tests statistiques sont menés. La figure 5 montre les coefficients de corrélation, ainsi que les diagrammes de dispersion, entre chacune de ces variables explicatives et la fraction liquide. Ces résultats statistiques font apparaître une relation linéaire entre chaque variable explicative adimensionnelle (cf. éqs. 4,5 et 6) et la variable dépendante  $m_f$ . Les valeurs représentées par les astérisques correspondant aux résultats du test statistique de la valeur-p : pour cette courbe une valeur de “ \*\*\* ” indique une valeur-p nulle ( $p = 0$ ), ce qui signifie un rejet de l'hypothèse nulle. Dans le cas présent donc, on peut affirmer que ces variables  $FoSte$  et  $Re$  sont statistiquement pertinentes dans la description de la fraction liquide  $m_f$ .

Lors qu'on mène une analyse statistique d'une régression linéaire multiple, il est pris comme hypothèse qu'il n'existe pas de multicollinéarité entre les variables explicatives, ou tout du moins que cette colinéarité n'est pas forte. Ce n'est pas le cas ici, car les nombres de  $Ste$  et  $Re$  sont obtenues à partir des mêmes mesures de température, et ainsi il existe une forte corrélation entre eux d'un point de vue statistique. Malgré cela, nous avons choisi de rechercher la corrélation qui relie  $m_f$  aux nombres adimensionnels présentés dans les équations 4, 5, et 6. En effet,

même si n'existe pas une indépendance statistique forte entre ces variables, il existe de fait une indépendance physique : ces paramètres adimensionnels décrivent différents phénomènes prenant effectivement place au sein de l'échangeur air-MCP, au cours du changement de phase.

A partir de nos résultats expérimentaux, nous avons choisie d'identifier deux formes de corrélation : une corrélation de la forme  $\mathcal{C}(SteFo)^n$  (faisant l'hypothèse d'un transfert de chaleur pendant le changement de phase contrôlé par conduction pure), et une corrélation de la forme  $\mathcal{C}(SteFo)^n Ra^m$  (prenant en compte la convection naturelle dans le MCP fondu). Le tableau 1 présente les corrélations obtenues et les paramètres statistiques de régression correspondant. Nous pouvons observer que pour les deux formes de corrélation, l'erreur sur la fraction liquide modélisée par rapport à celle obtenue à partir des expériences est assez faible. Néanmoins, la forme de corrélation prenant en compte la convection naturelle dans le MCP fondu est indéniablement la meilleure de deux. La figure 6 présentant la fraction liquide du MCP  $m_f$  en fonction du temps adimensionnel  $Fo$ , vient confirmer cette dernière remarque. Cette figure permet d'autre part d'observer trois régimes : (A) conduction pure, (B) conduction et convection, et (C) convection pure.

Dans le cas où seule la conduction est considérée, on peut observer que la courbe suit au début, le même comportement que la fraction liquide expérimentale ( $m_f$ ) ; mais à mesure que le cycle de fonte progresse, elle s'éloigne ; à la fin du cycle, les résultats de la fraction liquide prédite par cette corrélation, diffère nettement de celle issue de l'expérimentation. Ces résultats sont en accord avec les régimes attendus de la fonte, où à partir du deuxième régime, il y a une participation active de la convection. La prédiction qui inclut les effets de la convection naturelle est très proche à celle de la fraction liquide expérimentale ; les résultats diffèrent néanmoins un peu, à la toute fin du régime ci ; cela peut être dû le fait que dans ce dernier régime du cycle de la fonte, la convection est dominante et que le MCP solide a des formes irrégulières qui s'éloignent d'une géométrie à symétrie radiale ; il est possible aussi, que cette différence soit due à une imprécision de la position axiale du thermocouple, ce qui peut quelque peu fausser détermination de l'instant de fin de cycle de fonte.

Corrélation	$\log_{10}(\mathcal{C})$	$n$	$m$	adj-R <sup>2</sup>	Erreur
$\mathcal{C}SteFo^n$	$0,87 \pm 0,009$	$0,75 \pm 0,005$	-	0,982	< 10%
$\mathcal{C}SteFo^n Ra^m$	$11,39 \pm 0,06$	$1,03 \pm 0,002$	$-1,20 \pm 0,006$	0,998	< 2%

Tableau 1: Constants obtenues pour les variables explicatives des corrélations proposées et paramètres statistiques de régression associés.

## 5. Conclusion

Dans ce travail, une campagne de mesures a été menée dans le but de caractériser, pendant le changement de phase, les mécanismes de conduction et convection interne à un contenant de MCP vertical de section circulaire situé dans un échangeur air-MCP. Nous avons proposé une méthode expérimentale permettant d'envisager une prise en compte aisée de la convection naturelle interne au MCP fondu dans les modèles prédictifs amenant à estimer la variation temporelle de la fraction liquide massique de MCP fondu dans ce type d'échangeur ; ceci est important, étant donné la complexité inhérente à l'analyse directe de la convection à partir des lois de la physiques ; grâce à la corrélation que nous avons obtenue, ces effets combinés de conduction et convection peuvent être intégrés dans une modélisation simple consistant à une mise en parallèle et série des tubes et un bilan sur l'air traversant cet échangeur.





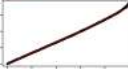
$m_f$	0.97 <sup>***</sup>	0.97 <sup>***</sup>	1.00 <sup>***</sup>
	$Ra$	1.00 <sup>***</sup>	0.98 <sup>***</sup>
	$Ste$		0.98 <sup>***</sup>
			$Fo$

Figure 5 : Matrice de corrélation entre variables explicatives  $Ra$  et  $SteFo$ , et variable dépendante  $m_f$ .

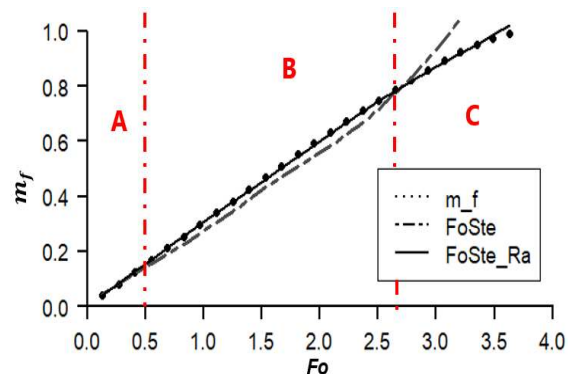


Figure 6 : Evolution temporelle de l'interface MCP fondu - MCP solide. Points : résultats expérimentaux, ligne pointillée : corrélation  $C(SteFo)^n$ , et ligne continue : corrélation  $C(SteFo)^n Ra^m$ .

Dans cette étude, nous nous sommes appuyés sur l'utilisation d'outils expérimentaux et mathématiques qui ont permis de valider, d'analyser et d'interpréter de manière détaillée nos résultats. Par exemple, le fait de suivre la fonte de MCP par des images, a permis de valider la méthode proposée pour déterminer le temps de début de la fonte à partir d'une mesure de température sur l'axe du tube. En conclusion, il est ainsi maintenant possible de connaître de façon prédictive l'évolution de la fraction massique liquide de MCP de façon non intrusive, pour la géométrie de contenants MCP considérées (tubes verticaux), et donc de modéliser ceux-ci comme un objet source ou puit de chaleur équivalent dans un modèle d'échangeur.

## Références

- [1] M. Joybari et al., Natural convection characterization during melting of phase change materials : Development of a simplified front tracking method, *Int. J. Fund. Quest.*, 158 (2017) 711-720.
- [2] M.D.L.A. Ortega et al., Etude expérimentale d'un échangeur-stockeur de chaleur à matériau à changement de phase, *Proc. Congrès SFT*. (Toulouse, 31 mai-3 juin. 2016)
- [3] A. Bejan, *Convection heat transfer*, John Wiley & sons, Hoboken, New Jersey (2004).
- [4] M. Bergounioux, *Introduction au traitement mathématique des images - méthodes déterministes*, Springer, Berlin, Heidelberg (2015).
- [5] T. Hothorn, B. Everitt, *A Handbook of Statistical Analyses Using R*, Chapman and Hall/CRC (2009).

## Remerciements

Nous remercions les personnels du laboratoire I2M pour l'aide à la mise en place du banc expérimental, et l'institution panaméenne IFARHU et l'Université Technologique du Panama pour le support financier apporté à ces travaux.

# Prédiction avancée de quantités d'intérêt en thermique du bâtiment par couplage mesures/modèle

Zohra DJATOUTI<sup>1\*</sup>, Julien WAEYTENS<sup>1</sup>, Ludovic CHAMOIN<sup>2</sup>, Patrice CHATELLIER<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Université Paris-Est, IFSTTAR, 14-20 Boulevard Newton, F-77447 Marne-la-Valée Cedex 2, France

<sup>2</sup>ENS Paris-Saclay, 61 Avenue du président Wilson, F-94230 Cachan, France

\*(auteur correspondant : zohra.djatouti@ifsttar.fr)

**Résumé** - Le présent travail introduit une méthode inverse d'identification de paramètres de modèles thermiques vis-à-vis d'une quantité d'intérêt. Cette méthode inverse a pour objectif de ne recaler que les paramètres du modèle ayant une influence sur une quantité d'intérêt donnée. Elle peut être utilisée pour répondre au besoin en méthodes numériques pertinentes pour la réalisation de diagnostics de performance énergétique représentatifs du comportement thermique réel des bâtiments existants.

## Nomenclature

$h$	coefficient de convection, $W/m^2.K$	$\lambda$	champ adjoint
$k$	conductivité thermique, $W/m.K$	$\tau$	temps caractéristique de la paroi
$p$	vecteur paramètres	<i>Indices et exposants</i>	
$L$	épaisseur de la paroi, m	$ei$	face intérieure de l'enveloppe
$q_0$	flux thermique, $W/m^2$	$ee$	face extérieure de l'enveloppe
$T$	Champ de température	$ext$	environnement extérieur
$x$	distance, m	$mes$	mesures
$t$	temps, s	<i>Abréviations</i>	
$\mathcal{J}_Q$	fonctionnelle de la méthode $QI$	$ERC$	Erreur en relation de comportement
<i>Symboles grecs</i>		$QI$	Quantité d'intérêt
$\alpha$	coefficient de pondération du problème inverse		

## 1. Introduction

Dans le contexte actuel des enjeux environnementaux, la maîtrise de la facture énergétique du secteur bâtiment et particulièrement du parc existant représente un levier majeur pour atteindre les objectifs fixés par le ministère de la transition énergétique et solidaire dans le cadre de la loi n°2015 – 992 du 17 août 2015 relative à la transition énergétique pour la croissance verte, qui vise à réduire de 50% la consommation d'énergie finale entre 2012 et 2050. La réduction de la consommation énergétique des bâtiments existants passe notamment par l'entreprise de travaux de rénovation énergétique. Le choix de stratégies de rénovation pertinentes requiert l'élaboration de diagnostics de performance énergétique représentatifs du comportement réel du bâtiment et nécessite une bonne connaissance des propriétés thermiques des matériaux constituant son enveloppe ainsi que de ses systèmes énergétiques. Malheureusement, ces données sont généralement mal connues lorsqu'il s'agit d'un bâtiment existant. En effet, les méthodes actuellement utilisées pour établir le diagnostic de performance énergétique des bâtiments, telle que la méthode *Th-BCE*, sont des méthodes règlementaires basées sur les factures énergétiques, des valeurs moyennes et des approximations, ce qui conduit à des résultats peu fidèles à la réalité. Pour remonter aux caractéristiques thermiques des enveloppes de bâtiments in-situ, il existe quelques méthodes non-destructives telles que la méthode *QUB* (Quick U-value of

Buildings) développée par Saint-Gobain ou la méthode *ISABELE* (In-Situ Assessment of Building Envelope performances) développée par le CSTB [1] et d'autres sont encore au stade de développement comme dans le cadre du projet ANR *ResBati* qui a pour objectif de développer un appareil de mesure de la résistance thermique des parois de bâtiment.

Le présent travail a pour ambition de proposer une méthode numérique capable d'identifier les caractéristiques thermiques des bâtiments existants par un couplage mesures/modèle. Il s'agit d'une stratégie inverse d'identification de paramètres de modèles thermiques vis-à-vis d'une quantité d'intérêt qu'on appellera dans ce qui suit « la méthode *QI* ». Contrairement aux méthodes inverses standards qui tendent à recalculer l'ensemble des paramètres du modèle dans le but de reproduire sa solution complète, cette méthode originale vise à identifier uniquement le jeu de paramètres servant à la prédiction d'une quantité d'intérêt définie.

Afin d'évaluer sa performance, la méthode *QI* est mise en œuvre sur un modèle mono-zone de thermique du bâtiment. Dans un premier temps, un problème de thermique stationnaire est considéré et les paramètres à identifier sont la conductivité thermique globale de l'enveloppe et son coefficient d'échange convectif extérieur. Ensuite, le problème est traité en régime dynamique.

La robustesse de la méthode *QI* est étudiée sur différents niveaux de bruit de mesure et les résultats de la procédure de recalage sont comparés à ceux obtenus par deux méthodes inverses plus courantes : la méthode de régularisation de Tikhonov [6] et l'approche de l'erreur de relation de comportement [3].

Le présent document est organisé en quatre sections. Après une introduction dans la première section, la deuxième section est consacrée à la formulation de la méthode *QI*. Le principe de cette méthode ainsi que la formulation du problème direct de thermique et du problème inverse y sont présentés. Les résultats obtenus sont discutés dans la troisième section et enfin une conclusion et des perspectives sont données dans la dernière section.

## 2. Méthode

La méthode d'identification de paramètres vis-à-vis d'une quantité d'intérêt, initialement introduite dans [2] pour traiter des problèmes de mécanique, est une version modifiée de la méthode de l'erreur en relation de comportement décrite dans [3]. Contrairement aux méthodes inverses standards telles que la méthode de régularisation de Tikhonov [6], dont l'objectif est d'identifier l'ensemble des paramètres du modèle dans le but de reconstruire la solution complète du problème étudié, la méthode *QI* est basée sur la prédiction précise d'une quantité d'intérêt et seuls les paramètres ayant une influence sur cette dernière sont identifiés.

Dans une première étape, il est nécessaire de définir la quantité d'intérêt que l'on cherchera à reproduire avec précision. Cette quantité d'intérêt peut être une température en un point donné, telle que la température moyenne dans une pièce du bâtiment ou un flux thermique à travers une paroi donnée du bâtiment.

Avant de détailler la méthode d'identification de paramètres vis-à-vis d'une quantité d'intérêt, nous présentons brièvement le problème de thermique traité.

### 2.1. Formulation du problème de thermique

Dans ce qui suit, nous nous intéressons à la résolution du problème unidirectionnel de transfert de chaleur à travers une paroi de bâtiment en régime stationnaire puis en régime transitoire.

### Régime stationnaire

En régime stationnaire, la paroi illustrée sur la figure 1 est soumise à un flux imposé  $q_0$  sur sa face interne et à un échange convectif sur sa face externe. On note  $h$ , le coefficient de convection extérieure. La température extérieure  $T_{ext}$  ainsi que les températures aux surfaces intérieure  $T_{ei}$  et extérieure  $T_{ee}$  sont mesurées. Les paramètres pouvant être recalés sont la conductivité thermique globale  $k$  de l'enveloppe et le coefficient de convection extérieur  $h$ . Le problème de transfert thermique est décrit par l'équation (1)

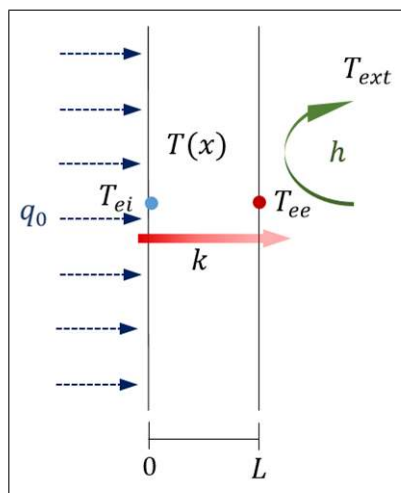


Figure 1 : Problème de transfert thermique dans une paroi en régime stationnaire

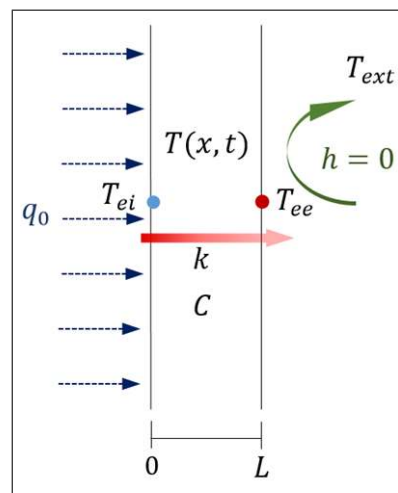


Figure 2 : Problème de transfert thermique dans une paroi en régime dynamique

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial q(x)}{\partial x} = 0, \quad \forall x \in ]0, L[ \\ q(x) = -k \frac{\partial T(x)}{\partial x}, \quad \forall x \in ]0, L[ \\ q(x=0) = q_0 \\ q(x=L) = h(T(x=L) - T_{ext}) \end{array} \right. \quad (1)$$

Pour la résolution numérique du problème, le système d'équations (1) est exprimé sous forme matricielle dans  $\mathbb{K}\mathbf{T} = \mathbf{F}$ .

La quantité d'intérêt  $Q$  est définie comme l'écart entre la température simulée de la face externe de la paroi  $T(x=L)$  et la température extérieure  $T_{ext}$ , i.e.  $Q = T(x=L) - T_{ext}$ . En se basant sur la solution analytique (2) du problème (1), la quantité d'intérêt  $Q$  peut être explicitée dans l'équation (3). On remarque que la quantité d'intérêt  $Q$  ne dépend que du paramètre  $h$  et l'on s'attend alors à ce que la méthode  $QI$  ne recale que ce paramètre.

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{ee} = \frac{q_0}{h} + T_{ext} \\ T_{ei} = \frac{q_0 L}{k} + \frac{q_0}{h} + T_{ext} \end{array} \right. \quad (2)$$

$$Q = \frac{q_0}{h} \quad (3)$$

### Régime dynamique

En régime dynamique (figure 2), le problème a été simplifié en imposant un échange convectif nul à la face extérieure de la paroi. Les paramètres pouvant être identifiés sont, cette fois-ci, la conductivité thermique globale  $k$  de l'enveloppe et sa capacité calorifique globale  $C$ . Le choix de ce problème simplifié est motivé par la possibilité d'exprimer sa solution analytique qui permet une meilleure compréhension du comportement de la méthode inverse étudiée. Ce problème est décrit par l'équation de la chaleur en régime dynamique, les conditions aux limites et la condition initiale dans (4) puis exprimé sous forme matricielle dans (5) pour sa résolution numérique.

$$\left\{ \begin{array}{l} C \frac{\partial T}{\partial t} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0, \quad \forall (x, t) \in ]0, L[ \times ]0, t_f] \\ q(x = 0, t) = q_0(t), \quad \forall t \in ]0, t_f] \\ q(x = L, t) = 0, \quad \forall t \in ]0, t_f] \\ T(x, t = 0) = T_0(x), \quad \forall x \in [0, L] \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\mathbf{C}\dot{\mathbf{T}} + \mathbf{K}\mathbf{T} = \mathbf{F} \quad (5)$$

On définit la quantité d'intérêt  $Q$  comme la variation de la température à la face extérieure de la paroi entre deux instant  $t_1$  et  $t_2$  (6). La solution analytique (7) du problème de thermique (4) permet d'exprimer explicitement cette quantité d'intérêt en fonction des paramètres. Ainsi, on obtient (8).

$$Q = T(x = L, t = t_2) - T(x = L, t = t_1) \quad (6)$$

$$T(x, t) = T_0(x) + \frac{q_0 t}{CL} + \frac{q_0 L}{k} \left[ \frac{3(x-L)^2 - L^2}{6L^2} - \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{an^2\pi^2 t}{L^2}\right) \cos\left(\frac{n\pi}{L}x\right) \right] \quad (7)$$

$$Q = \frac{q_0}{CL}(t_2 - t_1) \quad (8)$$

### 2.2. Formulation du problème inverse

Une fois la quantité d'intérêt choisie, on cherche le jeu de paramètres  $\mathbf{p}$  minimisant la fonctionnelle  $\mathcal{J}_Q$  définie par (9).

$$\underset{\mathbf{p}}{\text{Min}} \mathcal{J}_Q(\mathbf{T}, \mathbf{p}) \quad \text{où} \quad \mathcal{J}_Q(\mathbf{T}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\alpha + 1} [Q_1(\mathbf{T}_1(\mathbf{p})) - Q_2(\mathbf{T}_2(\mathbf{p}))]^2 \quad (9)$$

La fonctionnelle  $\mathcal{J}_Q$  est définie comme l'écart quadratique entre la quantité d'intérêt  $Q_1$  calculée à partir de la solution  $\mathbf{T}_1$  du problème thermique (5) et la quantité d'intérêt  $Q_2$  calculée à partir de la solution  $\mathbf{T}_2$  issue de l'extrapolation des mesures par le modèle thermique. La solution  $\mathbf{T}_2$  est obtenue par la résolution du système matriciel (10) et (11). Eq (10) est un problème couplé direct et rétrograde en temps entre la température  $\mathbf{T}_2$  et le champ adjoint  $\boldsymbol{\lambda}_2$ . Il dépend du modèle physique via les matrices  $\mathbb{K}$  et  $\mathbb{C}$  et le vecteur  $\mathbf{F}$  ainsi que des données mesurées via  $\mathbf{T}_{mes}$ .  $\tau$  est le temps caractéristique du problème de thermique et  $\alpha$  un coefficient de pondération donnant plus ou moins de poids aux mesures. Il est déterminé suivant le principe de discrédance de Morozov [4] qui consiste à choisir le paramètre  $\alpha$  de sorte à minimiser l'écart entre la solution simulée du modèle et les mesures, sans que celui-ci ne soit inférieur à l'erreur de mesure.

$$\begin{bmatrix} \mathbb{C} & \mathbb{O} \\ \mathbb{O} & \mathbb{C} \end{bmatrix} \times \begin{Bmatrix} \dot{\mathbf{T}}_2 \\ \dot{\boldsymbol{\lambda}}_2 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbb{K} & \frac{1}{\tau}\mathbb{C} + \mathbb{K} \\ \alpha\mathbb{G}_u & -\mathbb{K} \end{bmatrix} \times \begin{Bmatrix} \mathbf{T}_2 \\ \boldsymbol{\lambda}_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{F} \\ \alpha\mathbb{G}\mathbf{T}_{mes} \end{Bmatrix} \quad (10)$$

avec

$$\begin{cases} \mathbf{T}_2(x, t = 0) = \mathbf{T}_0, & \forall x \in [0, L] \\ \boldsymbol{\lambda}_2(x, t = t_f) = \mathbf{0}, & \forall x \in [0, L] \end{cases} \quad (11)$$

En régime dynamique, afin de réduire le temps de calcul lié à la résolution du problème couplé (10), on utilise la méthode de réduction de modèles « Proper Generalized Decomposition (PGD) » [5]. Cette méthode permet la séparation des variables espace, temps et paramètres. La solution  $(\mathbf{T}_2, \boldsymbol{\lambda}_2)$  est recherchée sous la forme d'une somme de produits de fonctions dépendant respectivement de l'espace, du temps et des paramètres (12).

$$\begin{cases} \mathbf{T}_2 = \mathbf{T}_0 + \sum_{n=1}^{n_m} \mathbf{G}_n \times B_n(t) \times P_n(p) \\ \boldsymbol{\lambda}_2 = \sum_{n=1}^{n_m} \tilde{\mathbf{G}}_n \times \tilde{B}_n(t) \times \tilde{P}_n(p) \end{cases} \quad (12)$$

où  $n_m$  est le nombre de mode de la solution PGD.

Comme le montre l'équation (9), le problème d'identification de paramètres vis-à-vis d'une quantité d'intérêt peut s'écrire sous la forme d'un problème de minimisation avec contraintes qui peut être résolu par une méthode itérative de type gradient. Une solution rapide et à moindre coût pour le calcul du gradient  $\nabla \mathcal{J}_Q$  de la fonctionnelle est de recourir à la méthode du problème adjoint en introduisant le Lagrangien. Le calcul du gradient de la fonctionnelle peut être vu comme un moyen d'évaluer la sensibilité de la quantité d'intérêt par rapport aux paramètres du modèle. Contrairement à certaines approches où l'analyse de sensibilité est effectuée en amont pour sélectionner les paramètres les plus influents sur la sortie du modèle, dans la méthode  $QI$ , le gradient est utilisé à chaque itération pour déterminer le paramètre le plus influent sur la quantité d'intérêt. Seul ce paramètre est recalé.

### 3. Résultats et discussion

En régime stationnaire, la robustesse de la méthode d'identification de paramètres de modèles vis-à-vis d'une quantité d'intérêt a été étudiée sur trois niveaux de bruit de mesure différents ( $\delta T = 0.1^\circ C$ ,  $\delta T = 0.5^\circ C$  et  $\delta T = 1^\circ C$ ) et les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus

par deux méthodes inverses plus courantes, à savoir la méthode de régularisation de Tikhonov [6] et la méthode de l'erreur en relation de comportement (ERC) [3].

Dans un premier temps, les données utilisées sont simulées à partir d'un jeu de paramètres  $\mathbf{p}_{ex} = \{k_{ex}, C_{ex}\}$  puis elles sont bruitées en introduisant les trois niveaux de bruit étudiés. Un autre jeu de paramètres  $\mathbf{p}_0 = \{k_0, C_0\}$  est utilisé pour l'initialisation de la procédure de recalage.

La précision sur la prédiction de la quantité d'intérêt  $Q$  ainsi que sur l'identification des paramètres  $k$  et  $h$  est évaluée en calculant respectivement les ratios  $Q/Q_{ex}$ ,  $k/k_{ex}$  et  $h/h_{ex}$ . Plus ces ratios sont proches de 1, meilleure sera la précision.

L'objectif de la procédure de recalage est de prédire, avec précision, la quantité d'intérêt  $Q$ , i.e. l'écart entre la température simulée  $T(x = L)$  de la face extérieure de la paroi et la température extérieure  $T_{ext}$  et de ce fait, d'identifier le coefficient d'échange convectif extérieur  $h$ , qui est le seul paramètre auquel  $Q$  est sensible.

Les résultats illustrés sur les figures 3 et 4 montrent que la quantité d'intérêt  $Q$  et les paramètres, notamment le coefficient de convection extérieure  $h$ , sont mieux identifiés par la méthode  $QI$  que par la méthode de l'erreur en relation de comportement (ERC) et la méthode de régularisation de Tikhonov. On constate aussi une plus faible sensibilité au bruit de mesure de la méthode étudiée en comparaison avec les deux précédentes méthodes.

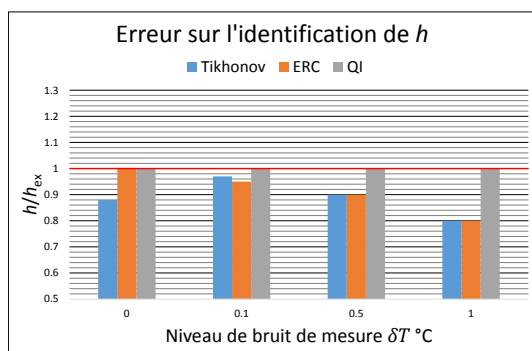


Figure 3 : Erreur sur l'identification du coefficient de convection extérieure  $h$  par les trois méthodes et pour les différents niveaux de bruit de mesure

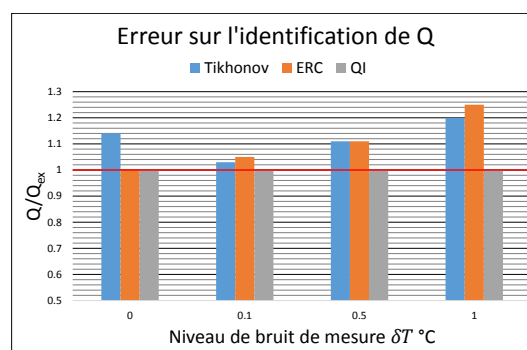


Figure 4 : Erreur sur l'identification de la quantité d'intérêt  $Q$  par les trois méthodes et pour les différents niveaux de bruit de mesure

#### 4. Conclusion et perspectives

En conclusion, nous avons introduit une méthode inverse d'identification de paramètres de modèles thermiques vis-à-vis d'une quantité d'intérêt. Cette méthode, construite pour reproduire avec précision une quantité d'intérêt définie, ne recale que les paramètres auxquels cette dernière est sensible.

Les premiers résultats ont montré que la méthode inverse  $QI$  donne une meilleure précision sur la prédiction de la quantité d'intérêt recherchée et sur l'identification des paramètres auxquels celle-ci est sensible. Nous avons également constaté une meilleure stabilité au bruit de mesure de cette méthode par rapport aux méthodes inverses standards.

En régime dynamique, la résolution du problème inverse nécessitant plusieurs résolutions d'un problème couplé direct et rétrograde en temps, des travaux sont actuellement en cours pour combiner la méthode  $QI$  avec la méthode de réduction de modèle « Proper Generalized Decomposition (PGD) ». Les résultats obtenus seront également discutés lors de la présentation orale.

Dans la perspective de valider cette méthode, des études supplémentaires, avec des mesures réelles issues de l'instrumentation de bâtiment existants sont prévues avant d'étendre la méthode à des modèles de bâtiments plus complexes, constitués de plusieurs zones et plusieurs parois.

### Références

- [1] BOUCHIE, R., ALZETTO, F., BRUN, A., BOISSON, A., and THEBAULT, S. (2014). Short methodologies for in-situ assessment of the intrinsic thermal performance of the building envelope. In *Sustainable Places, Nice*.
- [2] CHAMOIN, L., LADEVEZE, P., and WAEYTENS, J. (2014). Goal-oriented updating of mechanical models using the adjoint framework. *Computational Mechanics*, 54,1415-1430, 54 :1415–1430.
- [3] LADEVEZE, P. and CHOUAKI, A. (1999). Application of a posteriori error estimation for structural model updating. *Inverse problems*, 15 :49–58.
- [4] MOROZOV, V. A. (1966). *On the solution of functional equations by the method of regularization*. Soviet Math,Dokl. 7.
- [5] NOUY, A. (2010). A priori model reduction through proper generalizer decomposition for solving time-dependent partial differential equations. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, (199) :1603–1626.
- [6] TIKHONOV, A. and ARSENIN, Y. (1977). *Solutions to ill-posed problems*. Wintson-Widley, New York.



# Evaluation des performances d'une toiture végétalisée sur le confort thermique et le microclimat

M. KABORE<sup>2,1</sup>, E. BOZONNET<sup>1</sup>, P. SALAGNAC<sup>1\*</sup>, R. PERRIN<sup>2</sup>

<sup>1</sup> LaSIE (UMR CNRS 7356), Université de La Rochelle, Av. M. Crépeau, 17042 La Rochelle, France

<sup>2</sup> SOPREMA, 14 Rue de S<sup>t</sup> Nazaire, 67025 Strasbourg Cedex, France

\*(auteur correspondant : patrick.salagnac@univ-lr.fr)

**Résumé** – Dans cette étude, une méthodologie de définition d'indicateur de rafraîchissement et de représentation des résultats issus de simulations thermiques (STD) est utilisée pour évaluer les performances en terme de rafraîchissement de la végétalisation d'enveloppe de bâtiment. À travers l'étude d'un bâtiment commercial, nous avons montré l'intérêt de la toiture terrasse végétalisée, comme stratégie de rafraîchissement passif, aussi bien pour l'environnement intérieur qu'extérieur pour des climats tempérés actuels et futurs en prenant en compte l'impact des changements climatiques.

## Nomenclature

AR	Flux massique d'arrosage, $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
$C_{EP}$	Coefficient d'énergie primaire
D	Flux de drainage, $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
DH	Degrés-heures, $^{\circ}\text{C.h}$
h	Coefficient d'échange convectif, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
H	Flux thermique sensible, $\text{W.m}^{-2}$
k	Conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$L_f, L_g$	Flux de chaleur de transpiration et d'évaporation, $\text{W.m}^{-2}$
P	Flux massique de précipitation, $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Q	Energie, $\text{kWh.m}^{-2}$
R	Flux radiatif absorbé, $\text{W.m}^{-2}$
S	Surface d'échange, $\text{m}^2$
T	Température, $^{\circ}\text{C}$
t	Temps, s
U	Coefficient de transmission thermique, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

## Symboles grecs

$\lambda$	Chaleur latente de vaporisation, $\text{J.kg}^{-1}$
$\eta_{FRout}$	Indicateur extérieur
$\eta_{FRin}$	Indicateur intérieur
$\eta_{CEP}$	Indicateur énergie
$\Phi$	Densité de flux de chaleur, $\text{W.m}^{-2}$
$\tau$	Transmissivité solaire

$\omega$  teneur en eau

## Indices

<i>air</i>	relatif à l'air
<i>C</i>	relatif à la convection
<i>f</i>	relatif aux feuilles
<i>g</i>	relatif au substrat
<i>I</i>	relatif à l'infiltration
<i>LW</i>	relatif aux grandes longueurs d'onde
<i>P</i>	relatif à l'enveloppe, plancher
<i>s</i>	relatif à une surface
<i>SW</i>	relatif aux courtes longueurs d'onde
<i>T</i>	relatif à la conduction
<i>V</i>	relatif à la ventilation
(+)	relatif à une valeur positive
(-)	relatif à une valeur négative

## Exposants

<i>i</i>	relatif à l'intérieur du bâtiment
<i>inc</i>	relatif au rayonnement incident
<i>heat</i>	relatif au chauffage
<i>o</i>	relatif à l'extérieur du bâtiment
<i>others</i>	relatif aux charges internes
<i>refl</i>	relatif au rayonnement réfléchi
<i>ref</i>	relatif au cas de référence
<i>s</i>	relatif au rayonnement solaire
<i>win</i>	relatif aux ouvrants

## 1. Introduction

Les conséquences du réchauffement global (1,1 à 6,4 $^{\circ}\text{C}$  d'ici à la fin du 21<sup>ème</sup> siècle [1]) seront particulièrement importantes dans les zones urbaines où le bâtiment et son environnement immédiat sont à l'origine de perturbations microclimatiques multiples. La manifestation perceptible de ce microclimat urbain est le phénomène bien connu d'Ilot de Chaleur Urbain (ICU), qui se caractérise par une augmentation des températures des sites urbains plus élevées que celles des campagnes environnantes. Ces situations critiques sont

constatées en période estivale avec un impact sérieux sur la qualité de vie des citoyens. Il détériore le confort thermique intérieur et extérieur, augmente la concentration de polluants atmosphériques tel que l'ozone troposphérique, augmente la consommation d'énergie, et a un impact sérieux sur les conditions de santé des populations (cas de l'épisode caniculaire de 2003[2]). De plus, les bâtiments sont vulnérables face aux événements météorologiques extrêmes comme les vagues de chaleur. Initialement conçus pour certaines conditions climatiques données, les bâtiments devront fonctionner à l'avenir dans des climats différents (plus secs et plus chauds pour les pays de moyennes latitudes). L'évolution du climat et ses conséquences devront être prises en compte lors de la conception des futures constructions, lors de la rénovation du parc existant [3] par le choix de la forme, des matériaux, de l'inertie thermique...

De nos jours, la simulation thermique dynamique (STD) des bâtiments s'impose comme étant un moyen pertinent en termes de coût et de temps de mise en œuvre dans les processus de conception des bâtiments. Ces outils utilisent des données climatiques en relation avec les informations sur les matériaux, les systèmes énergétiques et l'exploitation du bâtiment pour prédire le comportement. La plupart des informations climatiques actuellement utilisées dans le domaine du bâtiment et même des énergies renouvelables sont des données historiques ou actuelles. Il est nécessaire de prendre en compte les perspectives de l'évolution du climat avec ses lots d'événements extrêmes, en particulier l'impact des vagues de chaleur sur la conception des environnements intérieurs et leurs impacts sur les conditions extérieures dans les milieux complexes comme les villes. Pour se faire, une méthode de descente d'échelles dite « statistique » bien connue le « Morphing » [4] qui combine les données météorologiques historiques observés ou actuelles d'un site (réalisant le changement d'échelles spatiales et temporelles) avec les résultats de modèles de changement climatique est utilisée. De nos jours, c'est la méthode la plus accessible par les auteurs qui mènent des investigations sur la thématique « bâtiment et futur climat ».

La réduction de la vulnérabilité des bâtiments face au climat passe par la mise en place autant que possible d'un urbanisme et d'un cadre bâti adaptés à l'élévation des températures. Elle repose sur l'utilisation de technologies de rafraîchissement passif à l'échelle du bâti et la restauration des phénomènes de rafraîchissement naturels à l'échelle du quartier et de la ville [5]. Elles constituent une stratégie globale d'action qui prépare les collectivités à faire face aux impacts climatiques déjà à l'œuvre et à éviter les effets futurs encore plus néfastes.

Dans ce document, à travers la simulation thermique dynamique d'un bâtiment commercial de grande emprise au sol, nous étudions l'interaction entre l'enveloppe de ce bâtiment et son environnement proche à travers la végétalisation d'un composant de l'enveloppe. Une méthode de définition d'indicateur de rafraîchissement [6,7] et de représentation des résultats issus des outils STD est appliquée à un bâtiment générique muni d'une toiture terrasse végétalisée et évaluée pour les climats actuel et futur de 2080 selon le scénario SRES A2.

## 2. Méthodologie

### 2.1. Description du bâtiment étudié

Le bâtiment (Figure 1), de hauteur 6 m, est constitué d'une structure en acier d'une surface au sol de  $36 \times 36 \text{ m}^2$ . Ce bâtiment est situé dans une zone urbaine soumise à des climats tempérés (Paris et Marseille). Les parois verticales sont composées de 1,3 cm de plâtre, 14 cm de laine minérale, et un bardage en acier de 2 mm. Une surface vitrée de  $30 \text{ m}^2$  est localisée sur les façades est, ouest et sud. La toiture terrasse d'une épaisseur de 13,5 cm (1,3 cm de plâtre, 12 cm de laine de verre, 2 mm de bardage en acier) présente 8 % de sa surface totale en

lanterneaux. Le plancher est composé de 16 cm de béton ( $0,5 \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$ ) et le sol considéré est sableux. L'inertie des rayonnages est prise en compte sous forme de masse interne. Pour ce bâtiment de référence, la toiture a une réflectivité solaire (albédo) de 0,3 et une émissivité aux grandes longueurs d'ondes de 0,9. Le bâtiment est chauffé ( $19^\circ\text{C}$  en occupation,  $5^\circ\text{C}$  en inoccupation) mais non climatisé. Un débit de ventilation mécanique de  $30 \text{ kg}/\text{h}/\text{pers}$  est assuré pendant la période d'occupation (chaque jour de 7 h à 22 h sauf le dimanche). Un taux d'occupation équivalent à  $11,6 \text{ m}^2/\text{personne}$  est considéré, typique dans ce cas [8]. Aux gains internes dus aux occupants s'ajoutent les apports thermiques liés à l'éclairage représentant  $5 \text{ W}/\text{m}^2$  dont 40 % de part convective. Le niveau de perméabilité à l'air est équivalent à une ouverture de  $2 \text{ cm}^2/\text{m}^2$ . Les simulations thermiques du bâtiment ont été effectuées en couplant TRNSYS© (modèle thermique) à CONTAM© (modèle aéraulique). Les données météorologiques actuelles et futures sont au format TMY3 pour prendre en compte les précipitations.

## 2.2. Modèle de toiture végétalisée

Le module de végétalisation peut être considéré comme un système composé de deux couches séparées : un couvert végétal (le feuillage) et un milieu de culture (le substrat) [9]. Le modèle présenté ci-dessous repose sur l'établissement des bilans thermo-hydriques sur chacune des deux parties du système de végétalisation [10]. Les bilans énergétiques établis (équation 1 à 3) modélisent les transferts thermiques radiatif, sensible, latent et conductif au niveau du feuillage et du substrat. L'équation (4) présente le bilan massique au sein du substrat.

Pour les feuilles (bilan thermique) :

$$(\rho c_p)_f d_f F \frac{\partial T_f}{\partial t} = R_f - H_f - L_f \quad (1)$$

Pour le substrat (bilan thermique) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( (\rho c_p)_{g,\omega_g} T \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_{\omega_g} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2)$$

Condition d'interface entre le substrat et l'environnement extérieur :

$$-\left( k_{\omega_g} \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{à l'interface}} = R_g - H_g - L_g \quad (3)$$

Pour le substrat (bilan massique) :

$$h_g \frac{\partial \omega_g}{\partial t} = AR + P - D - \frac{L_f + L_g}{\lambda} \quad (4)$$

## 2.3. Diagramme de Sankey et indicateurs

Les flux énergétiques entre le bâtiment et son environnement sont représentés par un diagramme de Sankey en pourcentage (Figure 2). Il s'agit d'une méthodologie de représentation des résultats issus de la STD proposée dans [6,7]. Ici une simplification de cette méthodologie est proposée pour mettre en évidence les échanges avec l'environnement proche. Deux bilans thermiques sont réalisés dans un premier temps pour l'ensemble du bâtiment. Le premier bilan concerne l'enveloppe du bâtiment et les parois internes en dissociant les apports (+) et les emports (-) :

$$\begin{aligned} Q_{\text{SW}} - Q_{\text{SW}}^{\text{refl}} - Q_{\text{LW}}^{\text{o}} + Q_{\text{C}+}^{\text{o}} + Q_{\text{T}} - Q_{\text{C}-}^{\text{o}} + \Delta Q_{\text{W}+} \\ = Q_{\text{SW}}^{\text{win}} + Q_{\text{LW}}^{\text{others}} + Q_{\text{LW}+}^{\text{i}} - Q_{\text{LW}-}^{\text{i}} + Q_{\text{C}+}^{\text{i}} - Q_{\text{C}-}^{\text{i}} + \Delta Q_{\text{W}-} \end{aligned} \quad (5)$$

Où  $Q_{\text{SW}}$  représente les apports solaires sur l'enveloppe ;  $Q_{\text{LW}}^{\text{o}}$  correspond aux échanges par rayonnement GLO avec la voûte céleste ;  $(Q_{\text{C}+}^{\text{o}} - Q_{\text{C}-}^{\text{o}})$  sont les échanges convectifs avec

l'extérieur ;  $Q_T$  représente les échanges par conduction avec le sol ;  $Q_{SW}^{win}$  correspond aux apports solaires par les ouvrants ;  $Q_{LW}^{others}$  représente les apports GLO par l'éclairage ;  $(Q_{LW+}^i - Q_{LW-}^i)$  correspond aux échanges par rayonnement GLO avec les faces internes au bâtiment ;  $(Q_{C+}^i - Q_{C-}^i)$  sont les échanges convectifs avec l'air intérieur et  $\Delta Q_W$  est la variation d'énergie interne (inertie) dans les parois.



Figure 1 Vue 3D du bâtiment étudié

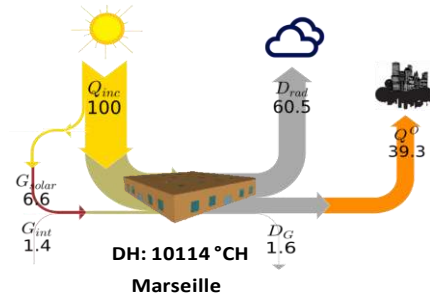


Figure 2 Diagramme de Sankey, cas de référence pour la période estivale à Marseille

Le second bilan s'intéresse à l'air intérieur :

$$Q_{V+} + Q_{I+} + Q_{C+}^i + Q_C^{heat} + Q_C^{others} - Q_{I-} - Q_{V-} - Q_{C-}^i = 0 \quad (6)$$

Où  $(Q_{V+} + Q_{I+} - Q_{I-} - Q_{V-})$  représentent les échanges par ventilation et infiltration ;  $(Q_{C+}^i - Q_{C-}^i)$  correspondent aux échanges convectifs avec les parois ;  $Q_C^{heat}$  et  $Q_C^{others}$ , sont les apports convectifs liés au chauffage, aux occupants et à l'éclairage.

Pour une meilleure compréhension des potentiels de rafraîchissement, nous proposons des flux agrégés pendant la période de besoin en rafraîchissement (période estivale essentiellement). Afin de comparer différents cas, tous les flux agrégés sont exprimés par rapport au rayonnement solaire incident sur l'enveloppe du bâtiment et on obtient le bilan de l'équation (12).

$$Q_{inc} = \frac{100}{Q_{SW}} Q_{SW} \quad (7)$$

$$Q^o = \frac{100}{Q_{SW}} (Q_{C+}^o - Q_{C-}^o - Q_{I-} - Q_{V-}) \quad (8)$$

$$D_{rad} = \frac{100}{Q_{SW}} (Q_{SW}^{refl} + Q_{LW}^o) \quad (9)$$

$$D_G = \frac{100}{Q_{SW}} Q_T \quad (10)$$

$$G_{solar} = \frac{100}{Q_{SW}} Q_{SW}^{win} \quad (11)$$

$$G_{int} + Q_{inc} = Q^o + D_{rad} + D_G \quad (12)$$

La Figure 2 présente le diagramme de Sankey de l'ensemble bâti en interaction avec l'environnement extérieur (climat de Marseille) pour la période estivale car c'est au cours de cette période que la chaleur est préjudiciable à l'environnement urbain. Comme les transferts de chaleur sont normalisés avec le rayonnement solaire, cette représentation met en évidence les transferts de chaleur vers les puits thermiques principaux tels que le sol ( $D_G$ , équation (10)), l'environnement urbain ( $Q^o$ , équation (8)) et le refroidissement radiatif ( $D_{rad}$ , équation (9)). Les différentes sources de chaleur sont aussi représentées ( $Q_{inc}$  et  $G_{int}$ ). Pour le climat méditerranéen de Marseille, la contribution anthropique du bâtiment à l'air ambiant urbain représente 39,3 %

du rayonnement solaire incident. Le bâtiment n'étant pas climatisé pendant les périodes estivales, le confort thermique dépend fortement de la performance de l'enveloppe.

Dans l'optique de comparer les performances de différentes techniques de rafraîchissement, les indicateurs de réchauffement de l'environnement extérieur  $\eta_{FRout}$  et de confort thermique  $\eta_{FRin}$  sont calculés par les équations (13). Ces indicateurs sont respectivement les taux de variation de la chaleur transmise vers l'extérieur  $Q^o$ , la contribution anthropique du bâtiment au microclimat local, et les degrés-heures d'inconfort chaud DH calculés suivant la norme EN-ISO-15251. Les potentiels de refroidissement sont évalués uniquement pour la saison chaude, mais en parallèle, nous avons évalué l'indicateur de consommation d'énergie primaire annuelle  $\eta_{CEP}$  dû au système de rafraîchissement passif qui peut accroître les besoins de chauffage.

$$\eta_{FRout} = 100 \frac{Q_{ref}^o - Q^o}{Q_{ref}^o}; \eta_{FRin} = 100 \frac{DH_{ref} - DH}{DH_{ref}}; \eta_{CEP} = 100 \frac{C_{EP,ref} - C_{EP}}{C_{EP,ref}} \quad (13)$$

D'après ces définitions, les améliorations dues à des techniques de rafraîchissement sont quantifiées par des rendements positifs ( $\eta_{FRout}$ ,  $\eta_{FRin}$  et  $\eta_{CEP}$ ) donnés entre 0 et 100 %. À l'inverse, une valeur négative indique un impact négatif. Le cas avec végétalisation est comparé au cas de référence qui ne comporte pas de solution de rafraîchissement.

### 3. Résultats

#### 3.1. Cas de référence : Impact du climat du futur

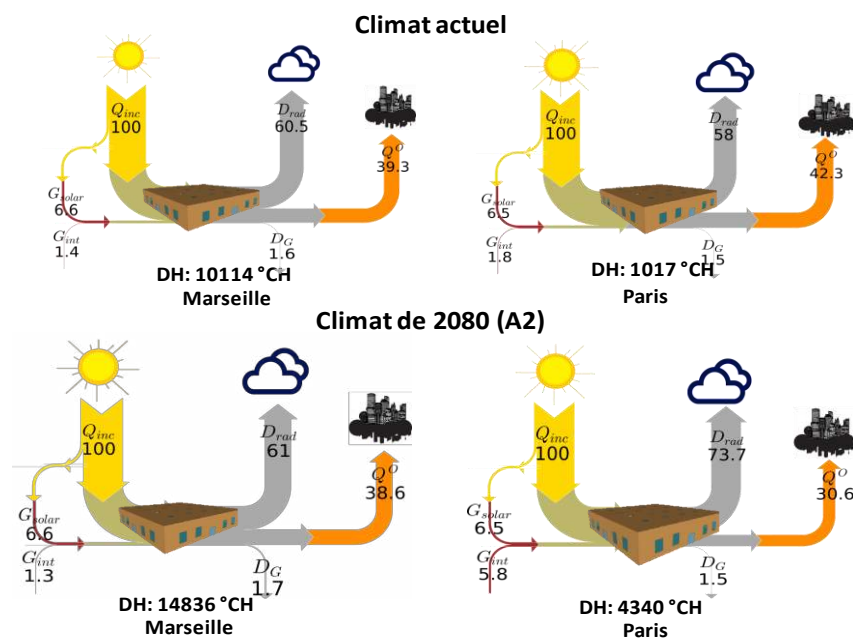


Figure 3 Impacts du changement climatique sur le comportement thermique du bâtiment

La Figure 3 représente le comportement de ce bâtiment vis-à-vis de l'extérieur pendant la période estivale pour le cas de référence (sans végétalisation). Les diagrammes du haut présentent les résultats obtenus pour le climat actuel et ceux du bas pour une projection climatique en 2080 avec le scénario le plus pessimiste (SRES : A2) dans l'optique de prendre en compte la durée de vie moyenne d'un bâtiment. Concernant les contributions anthropiques du bâtiment, on observe de légères baisses pour les climats étudiés traduisant ainsi des climats futurs plus chauds. Les degrés-heures d'inconfort augmentent d'un facteur quatre pour Paris et d'environ 50 % pour Marseille. Ces observations montrent la tendance à l'augmentation de

l'inconfort d'été dans les bâtiments pour les climats futurs qui deviendra aussi problématique que le confort d'hiver.

### 3.2. Impacts de la végétalisation de la toiture

La Figure 4 représente le cas où le bâtiment de référence est doté d'une toiture végétalisée où le besoin en eau est assuré par les précipitations. Ces résultats ont été obtenus pour la période estivale.

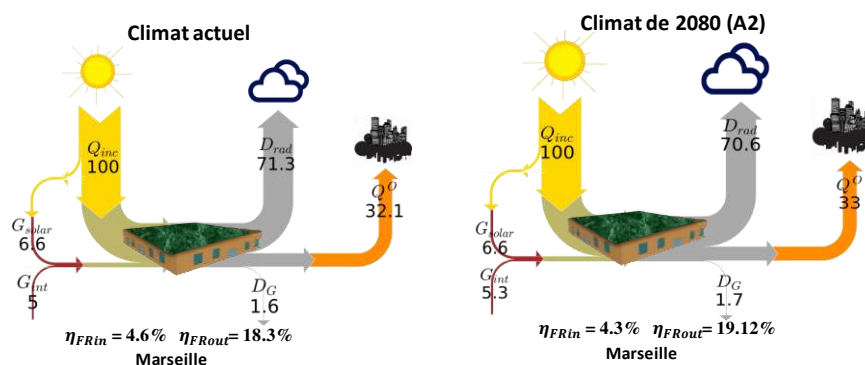


Figure 4 Cas d'une toiture végétalisée où les besoins en eau sont assurés par les précipitations pour le climat actuel et le climat futur

Par rapport au cas de référence, l'indicateur de réchauffement extérieur est de 18,3 % traduisant une réduction pour le climat actuel. Pour le climat de 2080, la réduction est légèrement plus importante (19,12 %) par rapport au cas de référence correspondant. Grâce aux végétaux, une partie du rayonnement solaire est réfléchi vers la voûte céleste et une autre partie (absorbée) est transformée sous forme de chaleur latente lors de la photosynthèse et de la régulation thermique des tissus végétaux. La partie du sol non occultée par le feuillage se réchauffe moins vite du fait de l'évaporation. Ainsi, la température de surface externe du toit est très faible et par conséquent la chaleur transmise par conduction vers les couches profondes en est réduite. On observe ainsi une réduction de l'inconfort de l'ordre de 4,6 % et 4,3 % respectivement pour les climats actuel et futur. La Figure 5 compare le comportement du bâtiment avec une toiture végétalisée en fonction des climats de Marseille et Paris.

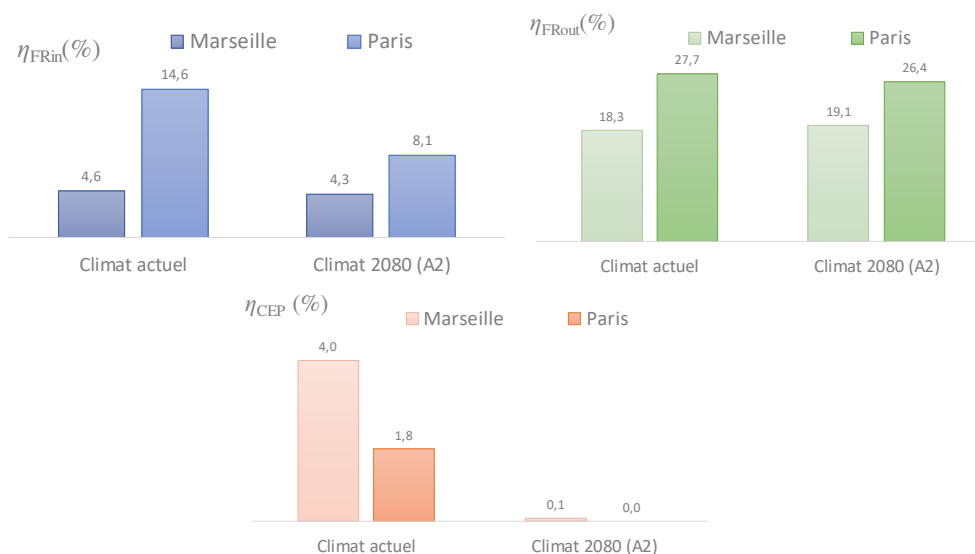


Figure 5 Récapitulatif des indicateurs pour le cas d'une toiture végétalisée

On observe que les indicateurs de réchauffement extérieur sont de 18,3 % et 27,7 % respectivement pour Marseille et Paris. En effet, les précipitations étant plus élevées à Paris qu'à Marseille (climat méditerranéen), l'évaporation devient plus importante ce qui explique les différences observées pour cet indicateur. Le changement climatique entraîne une réduction de l'indicateur de confort thermique par rapport au cas de référence correspondant, notamment pour Paris où le nombre de degrés-heures est quatre fois celui du climat actuel. Il faut noter qu'en valeurs absolues en termes de degrés-heures la réduction est plus importante par rapport au climat actuel. Globalement les indicateurs de confort thermique sont faibles à cause de l'isolation de la toiture. La toiture végétalisée dans ce cas constitue une isolation supplémentaire et contribue à réduire la consommation d'énergie primaire sur l'année ( $\eta_{CEP}$ ).

### 3.3. Impact de la teneur en eau sur la toiture végétalisée

La Figure 6 montre l'impact de la teneur en eau du substrat sur les performances de la toiture végétalisée. Sur la figure de gauche, la teneur en eau volumique est maintenue à une valeur fixe par arrosage. Pour la figure de droite, le substrat est considéré comme saturé en eau. La chaleur échangée avec l'air extérieur ( $Q^o$  cédée à l'environnement) est de 2,5 % pour une teneur en eau du substrat (150 kg eau/m<sup>3</sup>) contre 32,1 % (Figure 4) lorsque le besoin en eau est assuré par les précipitations pour le climat actuel à Marseille. Lorsque le substrat est saturé (Teneur en eau maximum), on peut observer l'effet contraire, effet du rafraîchissement de l'environnement extérieur ( $Q^o$  puisée à l'environnement, Figure 6). Les impacts sur l'ambiance interne augmentent également avec la teneur en eau ;  $\eta_{FRin}$  est de 24,3 % lorsque le substrat est saturé contre 4,6 % lorsque les précipitations assurent le besoin en eau (Figure 5). Dans le cas des précipitations, la teneur en eau du substrat dépend de la quantité d'eau recueillie et de la répartition des pluies. Cela explique les améliorations observées dans les cas d'un arrosage régulier permettant ainsi une évapotranspiration plus importante. Cette évapotranspiration contribue alors à dissiper une partie de chaleur de l'ambiance interne et à réduire l'inconfort.

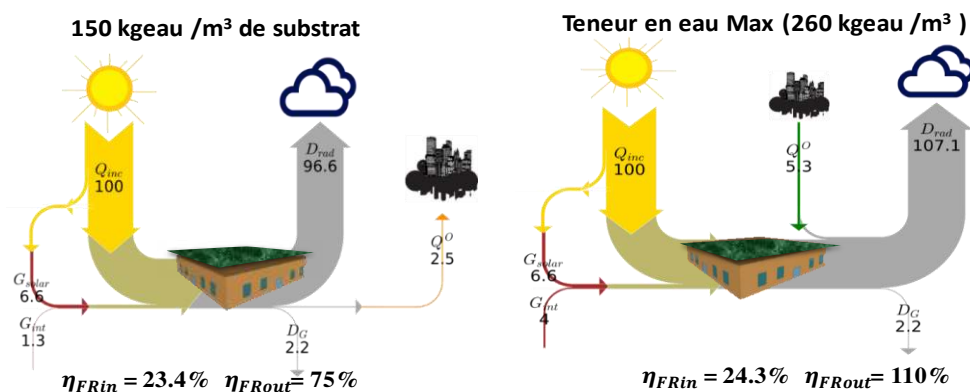


Figure 6 Cas d'une toiture végétalisée à Marseille en fonction de la teneur en eau du substrat.

## 4. Conclusions

Dans cette étude, le potentiel de rafraîchissement de la végétalisation de toiture est évalué du point de vue du bâtiment mais aussi du point de vue de sa contribution de chaleur anthropique à son environnement urbain. Nous nous sommes focalisés sur les échanges thermiques en période estivale entre le bâtiment et son environnement proche et le confort d'été en appliquant une méthodologie de représentation des résultats permettant de comparer différentes stratégies de conception. L'indice de refroidissement extérieur peut être utile pour les décideurs publics

qui doivent prendre en compte l'impact sur l'environnement, lorsque le confort intérieur est intéressant pour tous les acteurs du bâtiment (public et privé).

À travers l'étude d'un bâtiment commercial, nous avons montré l'intérêt de la toiture terrasse végétalisée, comme stratégie de rafraîchissement passif, aussi bien pour l'environnement intérieur qu'extérieur dans des contextes climatiques tempérés (Marseille et Paris) actuels et futurs. Grâce à l'évapotranspiration, la contribution anthropique du bâtiment à l'ICU est réduite. Cet intérêt doit bien sûr être modulé en fonction des surcoûts liés à cette technologie. Les performances de la toiture végétalisée dépendent de la teneur en eau du substrat. Il ressort qu'une bonne irrigation permet de réduire considérablement le réchauffement de l'environnement extérieur et l'inconfort thermique en période estivale. Une réduction de l'inconfort thermique par rapport aux cas de références correspondants est observée en fonction de la teneur en eau. Mais globalement les indicateurs de confort thermique sont faibles à cause de l'isolation supplémentaire due à la végétalisation.

### Remerciements

Les auteurs remercient la Région Grand Est pour son soutien financier.

### Références

- [1] C. Guivarch, C. Cassen, L'atténuation du changement climatique : retour sur le 5e rapport du Giec, *La Météorologie*. 8 (2015) 97. doi:10.4267/2042/56365.
- [2] M. Santamouris, Regulating the damaged thermostat of the cities—Status, impacts and mitigation challenges, *Energy Build.* 91 (2015) 43–56. doi:10.1016/j.enbuild.2015.01.027.
- [3] M.J. Holmes, J.N. Hacker, Climate change, thermal comfort and energy: Meeting the design challenges of the 21st century, *Energy Build.* 39 (2007) 802–814. doi:10.1016/j.enbuild.2007.02.009.
- [4] S.E. Belcher, J.N. Hacker, D.S. Powell, Constructing design weather data for future climates, *Build. Serv. Eng. Res. Technol.* 26 (2005) 49–61. doi:10.1191/0143624405bt112oa.
- [5] H. Akbari, C. Cartalis, D. Kolokotsa, A. Muscio, A.L. Pisello, F. Rossi, M. Santamouris, A. Synnefa, N.H. Wong, M. Zinzi, Local climate change and urban heat island mitigation techniques - The state of the art, *J. Civ. Eng. Manag.* 22 (2016) 1–16. doi:10.3846/13923730.2015.1111934.
- [6] M. Kaboré, E. Bozonnet, P. Salagnac, M. Abadie, R. Perrin, Cool roof and natural ventilation for UHI mitigation and indoor comfort – cooling indicators for a commercial building, in: *PLEA 2017 Proc.*, EDINBURGH, 2017: pp. 1749–1756.
- [7] M. Kaboré, P. Salagnac, E. Bozonnet, M. Abadie, R. Perrin, Evaluation des solutions de rafraîchissement passif d'un bâtiment commercial et de son environnement proche : « Cool roof » et ventilation naturelle, in: *Société Fr. Therm.*, Marseille, 2017: pp. 1081–1088.
- [8] M. Deru, K. Field, D. Studer, K. Benne, B. Griffith, P. Torcellini, B. Liu, M. Halverson, D. Winiarski, M. Rosenberg, M. Yazdanian, J. Huang, D. Crawley, U.S. Department of Energy commercial reference building models of the national building stock, *Publ. E.* (2011) 1–118.
- [9] R. Djedjig, S.-E. Ouldboukhitine, R. Belarbi, E. Bozonnet, Development and validation of a coupled heat and mass transfer model for green roofs, *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 39 (2012) 752–761. doi:10.1016/j.icheatmasstransfer.2012.03.024.
- [10] R. Djedjig, E. Bozonnet, R. Belarbi, Analysis of thermal effects of vegetated envelopes: Integration of a validated model in a building energy simulation program, *Energy Build.* 86 (2015) 93–103. doi:10.1016/j.enbuild.2014.09.057.



# Etudes paramétriques d'une fenêtre pariéto-dynamique intégrant un vitrage chauffant

M. KABORE<sup>1</sup>, G. MICHAUX<sup>1</sup>, R. GREFFET<sup>1,2</sup>, P. SALAGNAC<sup>1\*</sup>, J. LEDREAU<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LaSIE (UMR CNRS 7356), Université de La Rochelle, Av. M. Crépeau, 17042 La Rochelle, France

<sup>2</sup> Groupe Ridoret, ZI Chef de Baie, 70 rue de Québec, 17000 La Rochelle

\* (auteur correspondant : patrick.salagnac@univ-lr.fr)

**Résumé** - Les fenêtres pariéto-dynamiques chauffantes peuvent permettre de répondre simultanément aux besoins de ventilation, d'éclairage et de chauffage. Leur principe consiste à récupérer à la fois les déperditions thermiques à travers la fenêtre, l'énergie provenant du rayonnement solaire absorbé par le vitrage ainsi que les pertes générées par le vitrage chauffant en faisant circuler de l'air provenant de l'extérieur entre les vitrages de la fenêtre avant son introduction dans le bâtiment. A partir d'un modèle thermo-aéraulique, une analyse de sensibilité et une étude paramétrique sont réalisées afin d'évaluer les performances de ce type de fenêtre pour lequel la littérature est limitée.

## Nomenclature

$E$	efficacité	$\Phi$	puissance, W
$p$	densité de puissance, W/m <sup>2</sup>	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	puissance de chauffage, W	<i>ext</i>	extérieur
$P_V$	position du vitrage chauffant	<i>film</i>	film chauffant
$Q$	débit volumique, m <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	$g$	vitrage
$Si$	indice de sensibilité de 1 <sup>er</sup> ordre	<i>int</i>	intérieur
$ST$	indice de sensibilité total	<i>off</i>	chauffage éteint
$T$	température, °C	<i>on</i>	chauffage en marche
$U$	coefficient de transmission, W/(m <sup>2</sup> .K)	<i>souff</i>	air neuf soufflé
<i>Symboles grecs</i>		$V$	ventilation
$\varepsilon$	émissivité	$w, g$	fenêtre

## 1. Introduction

Dans le secteur du bâtiment, les parois vitrées et le renouvellement d'air représentent aujourd'hui deux points faibles majeurs en termes de performances énergétiques des bâtiments, et cela est particulièrement vrai pour les bâtiments passifs (pertes de l'ordre de 60 % par les parois vitrées et de 20 % par la ventilation) [1]. Pour réduire la consommation des bâtiments cela passe par une amélioration des performances des éléments d'enveloppe. L'élément d'enveloppe considéré ici est une fenêtre pariéto-dynamique chauffante qui permet de répondre simultanément à plusieurs besoins, à savoir la ventilation, l'éclairage et le chauffage. Le principe consiste à déposer une couche d'oxyde métallique sur un vitrage assurant ainsi une fonction de chauffage et d'insérer ce vitrage dans une fenêtre pariéto-dynamique. L'avantage de cette technique vient de la récupération d'une partie des pertes par la circulation d'air neuf, provenant de l'extérieur à travers les vitrages avant son introduction dans le bâtiment. Ainsi, l'air se réchauffe en récupérant à la fois les déperditions thermiques à travers la fenêtre, l'énergie provenant du rayonnement solaire absorbé par le vitrage et les pertes générées par le vitrage chauffant. Celui-ci fonctionne comme un panneau rayonnant, assurant le chauffage d'un local d'habitation par rayonnement principalement. La technologie des vitrages chauffants est basée sur les propriétés conductrices d'une couche d'oxyde métallique transparent (TCO,

*Transparent Conductive Oxyde*) composée de microparticules métalliques déposées à la surface du verre [2,3]. Il existe aussi des filaments semi-conducteurs noyés dans le verre ou à sa surface, associés aux propriétés isolantes (électriquement) du verre. Lorsque le revêtement est relié à une alimentation électrique par un connecteur, il est traversé par un courant électrique. Le revêtement métallique opère alors comme une résistance électrique chauffante à basse température (effet Joule). Ce type de fenêtre permet ainsi de créer un environnement intérieur plus homogène en température (suppression des parois froides, réduction du risque de « courant d'air froid », mode de chauffage plus homogène...) et un gain en surface habitable puisque l'émetteur de chaleur est intégré à l'enveloppe. Moreau et al. [4] ont estimé que la consigne pouvait être abaissée de 1°C avec un vitrage chauffant. Ollokiewi a simulé le comportement thermique d'une pièce possédant une façade vitrée [5]. Il ressort de l'étude que l'indice PPD (Predicted Percentage of Dissatisfied) à proximité de la baie vitrée, passe de 13 % dans le cas d'un vitrage non chauffant à 10 % en moyenne pour un vitrage chauffant. Kurnitski et al. [6] ont défini et étudié numériquement l'efficacité du vitrage chauffant et ont obtenu des valeurs d'efficacité comprises entre 0,76 à 0,81 pour une température extérieure allant de -20°C à 10°C. Cette efficacité, notée  $E_w$ , prend en compte les déperditions évitées par l'utilisation de la fenêtre chauffante. Les auteurs ont démontré que, à température intérieure donnée, l'efficacité d'un tel dispositif dépend de la température extérieure et de la résistance thermique du vitrage. L'efficacité d'un vitrage chauffant classique ( $U_g = 1,1 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$ ) est de 0,78 à -10°C et atteint, pour cette même température, 0,89 pour un vitrage extrêmement performant ( $U_g = 0,6 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$ ), i.e. pour un triple vitrage avec deux couches à faible émissivité. Kurnitski et al. [6] a finalement démontré que l'efficacité est proportionnelle au coefficient de transmission thermique.

De nombreux brevets ont été déposés sur le vitrage chauffant (principe, composition du revêtement, connexions, etc.), mais seulement quelques-uns concernent l'association d'un vitrage chauffant à une fenêtre pariétodynamique, et la littérature à ce sujet se limite à ces brevets. Un brevet a été publié en 1990 par Saint-Gobain Vitrage International [7], et vise la rénovation de fenêtres existantes en y ajoutant un survitrage chauffant. Un second brevet de 1991 concerne une fenêtre pariétodynamique à une seule lame d'air avec un double vitrage côté intérieur chauffant [8]. Enfin, un autre brevet a été publié en 1994 par la même entreprise, et vise à améliorer le rendement d'une fenêtre pariétodynamique chauffante en y ajoutant un déflecteur [9]. Concernant plus spécifiquement le vitrage, les couches d'oxydes métalliques utilisées pour rendre les verres peu émissifs ou chauffants ont un impact négatif sur les propriétés optiques des verres (transmissions et réflexions solaire et lumineuse). Ainsi, un autre brevet de Saint-Gobain traite de la conception d'un verre feuilleté chauffant ayant de bonnes propriétés en transmission et réflexion lumineuse [10].

Au niveau de la littérature scientifique, il n'existe, à notre connaissance, aucun résultat sur les performances thermiques d'une fenêtre pariétodynamique chauffante. Dans la présente étude, à l'aide d'un modèle bidimensionnel de type nodale d'une fenêtre pariétodynamique intégrant un vitrage chauffant, une étude numérique de sensibilité sur les performances thermiques de la fenêtre est réalisée. Des études paramétriques permettent de caractériser les performances de la configuration la moins déperditrice en fonction des conditions extérieures (débits, températures extérieures et puissance de chauffage).

## 2. Méthodes

### 2.1. Modèle numérique

Le modèle est une adaptation du modèle bidimensionnel d'une fenêtre pariétodynamique [11–13] et est présenté par la Figure 1. Une approche nodale a été utilisée pour modéliser les transferts de chaleur et de masse au sein de la fenêtre. De l'air, provenant de l'extérieur, entre dans la fenêtre à travers une ouverture située dans la partie supérieure de celle-ci, sur sa face externe (Figure 1A). L'air s'écoule vers le bas entre les deux premiers vitrages, puis entre le deuxième et le troisième vitrage avant de pénétrer dans la pièce à travers une ouverture située dans la partie supérieure de la fenêtre (face intérieure).

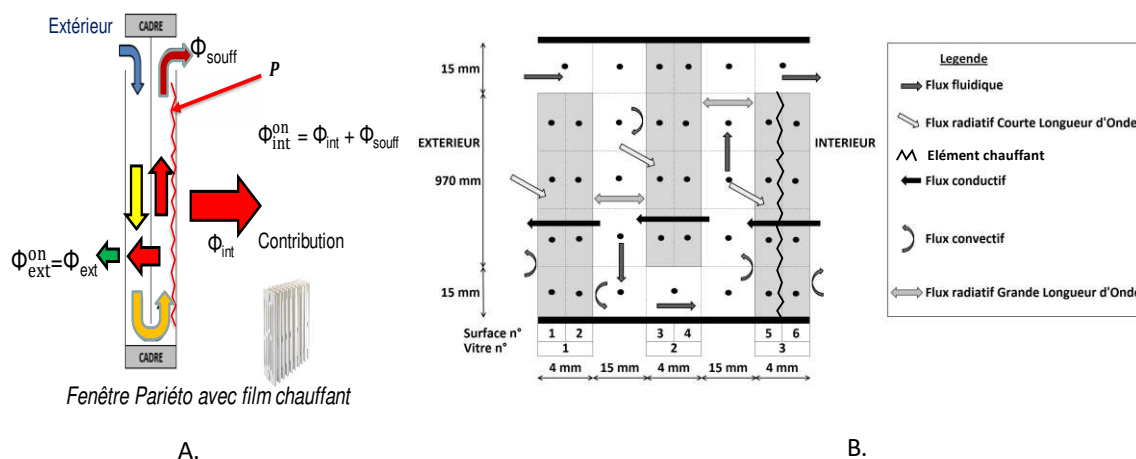


Figure 1 A : Principe de la fenêtre étudiée ; B : Transferts thermo-aérauliques modélisés au sein de la fenêtre.

Les différents transferts modélisés au sein de la fenêtre sont de nature conductive dans le verre et convective au sein des lames d'air (Figure 1B). Les échanges radiatifs considérés sont d'une part les apports solaires de courtes longueurs d'onde (CLO), partiellement absorbés par les volumes de verre (milieu semi-transparent) et, d'autre part, les échanges radiatifs de grandes longueurs d'onde (GLO) entre les surfaces de vitrage ainsi qu'avec les environnements intérieur et extérieur. A la vue des écarts de températures relativement faibles entre surfaces, les transferts radiatifs GLO ont été linéarisés. De plus, le modèle tient compte des échanges thermiques avec le cadre. Ainsi, les échanges thermiques avec les traverses haute et basse sont modélisés, tout comme ceux avec les jambes de part et d'autre du vitrage. La fenêtre est divisée en 56 volumes isothermes. Pour chacun de ces volumes, un bilan thermique a été écrit et permet d'aboutir à un système d'équations différentielles ordinaires [11].

En ce qui concerne l'environnement extérieur, la température de la voûte céleste est supposée être égale à celle de l'air extérieur dans une première approche, tandis que pour l'environnement intérieur, les températures de parois sont supposées être égales à celle de l'air intérieur. Pour les échanges convectifs internes à la fenêtre, une étude préliminaire réalisée à partir du logiciel en éléments finis Comsol Multiphysics® a permis d'évaluer les coefficients d'échanges convectifs. Le transfert par convection forcée étant le phénomène dominant, les coefficients d'échanges convectifs ont été évalués en fonction du débit [12], pour des valeurs allant de 1 à 45 m<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>.

## 2.2. Analyses de sensibilité

Une analyse de sensibilité a été menée, en faisant varier différents paramètres d'entrée du modèle, afin d'identifier les paramètres les plus influents sur les sorties du modèle. Les analyses de sensibilité sont réalisées selon la méthode FAST (Fourier Amplitude Sensitivity Test) grâce à la bibliothèque Salib [14]. La méthode FAST est basée sur la variation des facteurs d'entrées

selon une sinusoïde avec des fréquences différentes (Figure 2). Pour calculer l'indice de sensibilité du premier ordre ( $S_i$ ) et total ( $ST$ ) selon la méthode FAST, une fréquence est choisie pour le paramètre  $x_i$  tandis que tous les autres paramètres ont une fréquence égale voire proche entre elles. La fréquence choisie pour le paramètre doit être éloignée des fréquences associées aux autres paramètres afin d'éviter tout problème d'interférence. La sensibilité de chaque paramètre sur la sortie est quantifiée par le calcul de la contribution de chacun d'eux à la variance des écarts en sortie (décomposition de la variance).

Les paramètres d'entrée étudiés pour le modèle sont : les positions du film chauffant sur les trois vitres ( $P_{V1}$ ,  $P_{V2}$  et  $P_{V3}$ ) ; les émissivités des 6 surfaces de verre de la fenêtre ( $\varepsilon_1$  à  $\varepsilon_6$ , de l'extérieur vers l'intérieur) ; le débit d'air ( $Q_v$ ) et la température d'air extérieur ( $T_{ext}$ ).

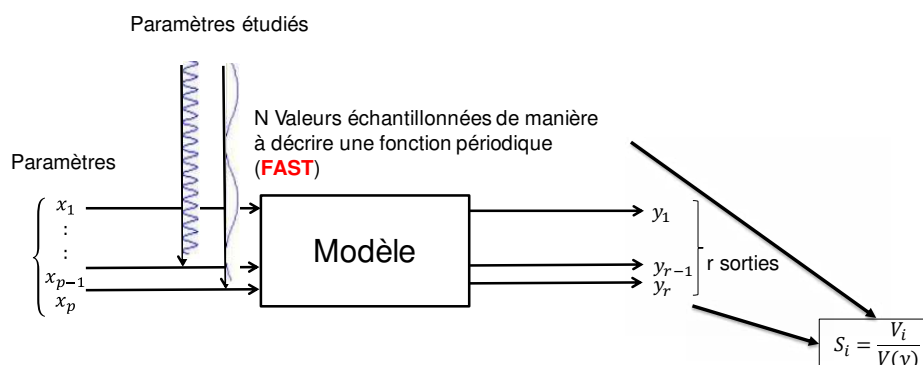


Figure 2 Principe de l'analyse de sensibilité selon la méthode FAST

Les indices de sensibilités  $S_i$  et  $ST$  sont calculés pour les grandeurs de sortie suivantes :

- La puissance utile fournie par la fenêtre  $\Phi_{int}^{on}$  (défini sur la Figure 1 A).
- La température d'air soufflé qui permet d'évaluer la quantité d'énergie récupérée par l'air neuf.
- L'efficacité de la fenêtre  $E_w$ , définie par l'équation (1) pour un vitrage chauffant [6], et qui permet de prendre en compte le fait que l'utilisation du film chauffant réduit, voire annule, les déperditions thermiques du bâtiment par la fenêtre. Dans l'équation (1), les termes  $\Phi_{ext}^{off}$  et  $\Phi_{ext}^{on}$  représentent respectivement les déperditions thermiques par la fenêtre sans chauffage et celles lorsque le chauffage est en fonctionnement.  $P$  est la puissance de chauffe dissipée par le verre chauffant.
- L'efficacité du film chauffant  $E_{film}$ , défini par l'équation (2), représente la part de l'énergie utile qui est transférée à l'ambiance interne. Par rapport aux radiateurs ou convecteurs électriques, le vitrage chauffant présente l'inconvénient d'être en contact direct avec l'extérieur. Une partie de la chaleur émise par le verre est alors directement perdue à l'extérieur.

$$E_w = 1 - \frac{\Phi_{ext}^{on} - \Phi_{ext}^{off}}{P} \quad (1)$$

$$E_{film} = \frac{\Phi_{int}^{on}}{P} \quad (2)$$

Cette analyse de sensibilité permet d'évaluer les impacts de la variation des paramètres d'entrée sur les grandeurs de sortie étudiées. La température de l'air dans l'ambiance est

maintenue à 20°C et les apports solaires ne sont pas pris en compte dans cette étude (conditions nocturnes ou sans ensoleillement).

### 3. Résultats

#### 3.1. Analyse de sensibilité

Les résultats de l'analyse de sensibilité sur la température d'air neuf soufflé et la puissance transférée à l'ambiance interne sont présentés sur la Figure 3. On peut observer, sans surprise, que les paramètres les plus influents sur la température d'air soufflé  $T_{\text{souff}}$  sont le débit d'air et la température d'air extérieur (Figure 3A). Concernant la couche chauffante, les plus grands indices de sensibilité  $Si$  et  $ST$  pour la température de l'air soufflé sont observés lorsque cette couche est située au niveau du verre 2 (PV2) ou du verre 3 (PV3).

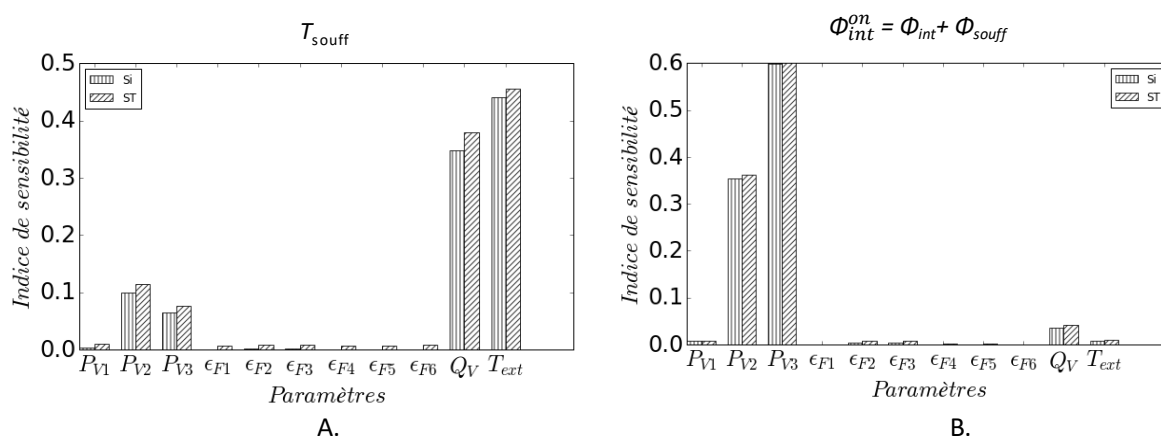


Figure 3 Indices de sensibilité de premier ordre ( $Si$ ) et total ( $ST$ ) de la température d'air soufflé et la puissance transférée à l'ambiance interne

Concernant la puissance transférée vers l'intérieur du bâtiment  $\Phi_{\text{int}}^{\text{on}}$  (Figure 3B), le paramètre le plus influent est le chauffage au niveau du verre 3 ( $P_{V3}$ ). Les indices de premier ordre ( $Si$ ) et les indices globaux ( $ST$ ) ont les mêmes ordres de grandeur traduisant ainsi une faible interaction de cette entrée avec tous les autres paramètres d'entrée.

La Figure 4 présente les indices de sensibilité sur les efficacités  $E_{\text{film}}$  et  $E_w$ . Le verre 1 chauffant ( $P_{V1}$ ) a une grande influence sur l'efficacité. En effet, le film chauffant intégré au verre 1 engendre énormément de pertes vers l'environnement extérieur et détériore l'efficacité  $E_{\text{film}}$  (Figure 4A). Il en est de même pour l'efficacité de la fenêtre  $E_w$  (Figure 4B). Le second paramètre le plus important est le chauffage au niveau du verre 3 ( $P_{V3}$ ). Pour ce paramètre, en prenant en compte son impact sur la température soufflée  $T_{\text{souff}}$  et la puissance transférée vers l'ambiance interne  $\Phi_{\text{int}}^{\text{on}}$ , on peut conclure à un impact positif sur l'efficacité de la fenêtre. On peut observer que les variations des émissivités des faces des verres ne sont pas influentes sur les grandeurs de sortie étudiées, montrant ainsi que les échanges convectifs sont prépondérants pour ce type de fenêtre. Par la suite des études paramétriques sont réalisées sur la configuration la plus influente sur le paramètre de sortie  $\Phi_{\text{int}}^{\text{on}}$ . Logiquement, l'intégration du film chauffant au troisième verre du vitrage (verre intérieur) est le cas qui conduit à minimiser les pertes vers l'environnement extérieur.

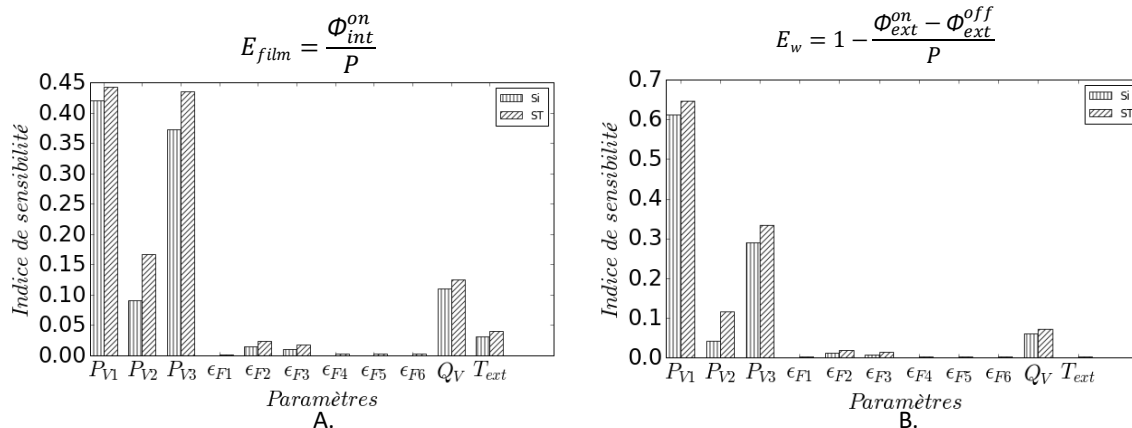


Figure 4 Indice de sensibilité de premier ordre (Si) et total (ST) des efficacités du film et de la fenêtre

### 3.2. Etudes paramétriques

Pour ces études paramétriques, la température de l'air intérieur est maintenue à 20°C, celle de l'air extérieur à 0°C. Le débit d'air neuf est de 10 m<sup>3</sup>/h. La puissance de chauffe dissipée au niveau du vitrage 3 (P<sub>V3</sub>) est  $p = 200 \text{ W/m}^2$  soit 154 W effectif en tenant compte des dimensions du vitrage (Figure 1B). Ces paramètres ne sont pas gardés constant, ils varient (mais ils ont une valeur par défaut). La face 3 (extérieure) du second verre est revêtue d'un traitement faible émissivité dans le domaine des grandes longueurs d'ondes ( $\epsilon_3 = 0,17$ ) et le troisième verre intègre le film chauffant (P<sub>V3</sub>). Les autres surfaces ont des émissivités en GLO de 0,84. Les simulations sont également réalisées sans ensoleillement. La Figure 5A présente les résultats de l'étude en fonction de la température de l'air extérieur qui varie entre -20 et 10°C, les autres paramètres demeurant constants.

On peut noter que l'efficacité  $E_{film}$  augmente au fur et à mesure que l'écart de température entre l'intérieur et l'extérieur diminue. Il en est de même pour la puissance  $\Phi_{int}^{on}$  transmise à la pièce par la ventilation ainsi que par les échanges convectifs et radiatifs. L'efficacité  $E_w$  est quasi constante en fonction de l'écart de température. La température d'air neuf augmente lorsque l'écart entre l'air intérieur et extérieur diminue.

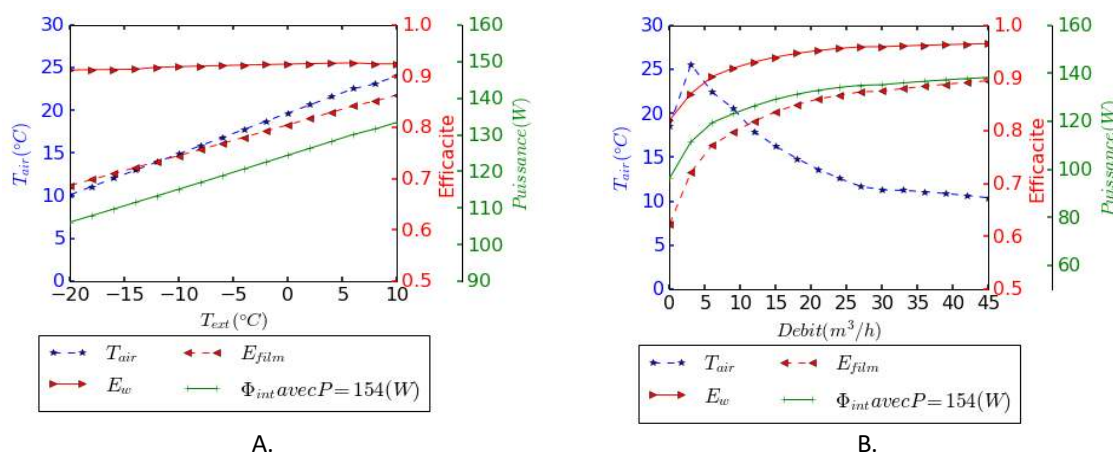


Figure 5 Résultats de l'étude paramétrique : A. Effet de la température extérieure ; B. Effet du débit d'air neuf

La Figure 5B présente les résultats obtenus cette fois-ci en fonction du débit, les autres paramètres demeurant constants. Les deux efficacités  $E_{\text{film}}$  et  $E_w$  ainsi que la puissance  $\Phi_{\text{int}}^{\text{on}}$  ont la même allure et augmentent avec le débit. En effet, l'augmentation du débit améliore la récupération de la chaleur mais cela pénalise la température de l'air neuf soufflé. A débit nul,  $E_{\text{film}}$  a une valeur de 0,62 et  $E_w$  vaut 0,8. La température d'air soufflé en fonction du débit atteint un pic de 25°C sous les conditions étudiées pour un débit de 5 m<sup>3</sup>/h et décroît vers une limite inférieure de 10°C (Figure 5B).

Les résultats de l'étude paramétrique sur la puissance de chauffe sont présentés sur la Figure 6A. La température d'air neuf augmente logiquement avec la puissance de chauffe. L'efficacité  $E_w$  est quasi constante tandis que  $E_{\text{film}}$  augmente rapidement pour les densités de puissances de chauffe inférieures à 300 W/m<sup>2</sup> et se stabilise pour les densités de puissances comprises entre 300 et 600 W/m<sup>2</sup> sous les conditions étudiées.

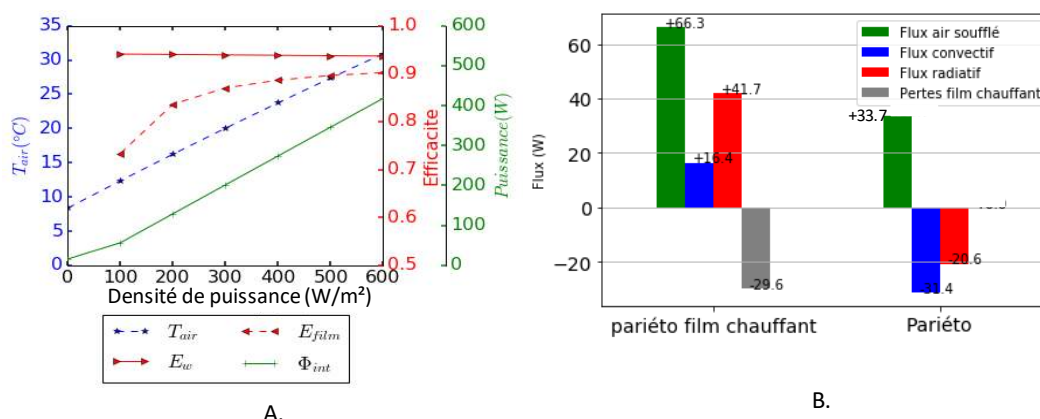


Figure 6 A. Résultats de l'étude paramétrique sur la densité de puissance de chauffe ; B. Comparaison des bilans de flux transmis à l'ambiance intérieure pour des fenêtres parietodynamiques intégrant ou non un film chauffant.

La Figure 6B propose une comparaison, en terme de bilan de flux transmis à l'ambiance intérieure, entre une fenêtre parietodynamique classique (sans film chauffant) et une fenêtre parietodynamique chauffante sous les conditions définies précédemment ( $T_{\text{ext}} = 0^\circ\text{C}$ ,  $Q_v = 10 \text{ m}^3/\text{h}$   $T_{\text{in}} = 20^\circ\text{C}$  et  $p = 200 \text{ W/m}^2$ ). Dans le cas sans film chauffant, les flux convectifs et radiatifs (négatifs) correspondent à des déperditions de l'ambiance interne vers l'extérieur. La circulation d'air (flux positif) permet de récupérer une partie de ces déperditions. Pour le cas avec film chauffant, le vitrage se comporte comme un radiateur (les flux radiatifs et convectifs sont positifs). Les pertes du film chauffant (flux négatif) représentent 19,5% de la puissance  $P$  injectée. L'effet parietodynamique est accentué, le flux d'énergie récupéré par l'air soufflé étant doublé par rapport au cas sans film chauffant sous les conditions de cette étude.

## 4. Conclusion

Afin d'étudier les performances de la fenêtre parietodynamique intégrant un film chauffant des analyses de sensibilité du modèle numérique et des études paramétriques ont été réalisées. Logiquement, l'intégration du film chauffant au troisième verre du vitrage (verre intérieur) est le cas qui conduit à minimiser les pertes vers l'environnement extérieur. Les émissivités GLO des différentes faces des vitrages ont peu d'impact sur les performances de la fenêtre chauffante car les échanges convectifs au sein de celle-ci sont prépondérants. L'efficacité de la fenêtre  $E_w$  ne dépend pas de l'écart de température entre l'intérieur et l'extérieur et aussi de la puissance de chauffe mais varie en fonction du débit d'air neuf tout en restant élevée. Cependant

l'efficacité du film  $E_{\text{film}}$ , la puissance transmise à la pièce  $\Phi_{\text{int}}^{\text{on}}$  et la température d'air soufflé  $T_{\text{souff}}$  présentent de grandes variabilités en fonction de la température de l'air extérieur, du débit et de la puissance de chauffe. Un compromis doit être trouvé entre les efficacités et la température d'air soufflé pour une puissance de chauffage donnée. Les résultats mettent en évidence que l'intégration du film chauffant à une fenêtre pariétodynamique transforme une fenêtre, habituellement fortement déperditif, en un système actif de chauffage, permettant de réduire voire de supprimer les déperditions dues à la ventilation. Suite à ces travaux, ce modèle sera intégré au logiciel TRNSYS©, permettant de coupler le vitrage chauffant à un bâtiment donné et un climat réel.

## Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet ADEME VARIETO « Vitrages chAuffants paRIETOdynamiques ». Nous souhaitons remercier l'ADEME pour le financement de ce projet.

## Références

- [1] W. Feist, J. Schnieders, Energy efficiency – a key to sustainable housing, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 176 (2009) 141–153. doi:10.1140/epjst/e2009-01154-y.
- [2] C.G. Granqvist, A. Hultåker, Transparent and conducting ITO films: new developments and applications, *Thin Solid Films.* 411 (2002) 1–5. doi:10.1016/S0040-6090(02)00163-3.
- [3] P. Gerhardinger, Next-generation heated glass products, *Appl. Mag.* (2003).
- [4] A. Moreau, S. Sansregret, M. Fournier, Modeling and study of the impacts of electrically heated windows on the energy needs of buildings., in: 6th IASMEWSEAS Int. Conf. Heat Transf. Therm. Eng. Environ., Rhodes, Grèce, 2008: pp. 76–83.
- [5] E.A. Ollokiegi, Electric heated windows - Thermal comfort and energy use aspects, University of Gävle, 2013.
- [6] J. Kurnitski, J. Jokisalo, J. Palonen, K. Jokiranta, O. Seppänen, Efficiency of electrically heated windows, *Energy Build.* 36 (2004) 1003–1010. doi:10.1016/j.enbuild.2004.06.007.
- [7] J. Fremaux, R. Brechot, Fenetre chauffante, CA2012886C, 1989. <https://patents.google.com/patent/FR2644840A1/fr>.
- [8] J. Fremaux, R. Brechot, Heated second window in a double glazing system, US5051560A, 1991. <https://patents.google.com/patent/US5051560A>.
- [9] J. Fremaux, J. Kozies, R. Brechot, L. Legue, Window with improved parieto-dynamic effect, EP0443946B1, 1994. <https://patents.google.com/patent/EP0443946B1>.
- [10] P. Chaussade, F. Rigal, Transparent substrate fitted with a stack of silver layers, with application to heated laminated windows, US5677065A, 1997. <https://patents.google.com/patent/US5677065A>.
- [11] R. Greffet, Études expérimentale et numérique des performances énergétiques d'une fenêtre pariétodynamique, Thèse de doctorat en Energétique et thermique, Sous la direction de Patrick Salagnac, Université La Rochelle, 2016. <http://www.theses.fr/2016LAROS020>.
- [12] R. Greffet, G. Michaux, P. Salagnac, Validation d'un modèle numérique de fenêtre pariétodynamique en conditions in situ, in: Société Fr. Therm., La Rochelle, France, 2015: pp. 883–890.
- [13] R. Greffet, S. Patrick, G. Michaux, J.-B. Ridoret, Airflow window: Numerical study and sensibility analysis of thermal performances, in: BS2013 - 13th Int. Conf. Int. Build. Perform. Simul. Assoc., Chambéry, France, 2013: pp. 413–420.
- [14] J. Herman, W. Usher, SALib: An open-source Python library for Sensitivity Analysis, 2017. doi:10.21105/joss.00097.



# Comportement thermique et dynamique de l'écoulement d'air à l'intérieur des cavités ventilées.

Yamina HARNANE<sup>1,2\*</sup>, Sihem BOUZID<sup>1</sup>, Abdelhafidh BRIMA<sup>2</sup>,

<sup>1</sup>Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences et Science Appliquées, Université Larbi Ben Mhidi Oum El Bouaghi Algérie.

<sup>2</sup>Laboratoire de Génie Mécanique (LGM), Université Mohamed Khider Biskra Algérie.

\*(auteur correspondant : [harnane\\_y@yahoo.fr](mailto:harnane_y@yahoo.fr))

**Résumé :** Ce travail présente une étude numérique du comportement dynamique et thermique de l'écoulement à l'intérieur de la lame d'air situé dans une cavité ventilée. Les méthodes d'analyse du comportement d'entrée et sortie de l'écoulement à travers les ouvertures tout au long de la façade ventilée, rendent l'utilisation d'outils de simulation numérique indispensable (Fluent 14.0) pour obtenir une description détaillée et de comparer ce comportement avec celui d'une cavité conventionnelle (fermée) et celle classique à deux ouvertures (entrée-sortie) sous les mêmes conditions thermiques afin de quantifier les économies d'énergie par l'utilisation d'une telle configuration.

**Mots clés :** convection naturelle ; cavité aérée ; simulation numérique ; Fluent 14.0

## Nomenclature

$h$ Coefficient d'échange convectif, W/m <sup>2</sup> K	Symboles grecs
$H$ hauteur de la cavité, $m$	$\Phi$ flux de chaleur, W/m <sup>2</sup>
$W$ largeur de la cavité, $m$	
$V$ vitesse moyenne de l'écoulement, $m/s$	Abréviation
$Gr_H$ nombre de Grashof $Gr_H = \frac{(g \cdot \beta \cdot \phi \cdot H^4)}{\lambda \nu^2}$	CV Cavité ventilée

## 1. Introduction

L'étude du comportement thermique et dynamique des fluides dans des façades aérées à ouvertures est difficile à cause des flux d'air complexes générés à l'intérieur de la cavité naturellement ventilée. Les façades aérées à ouvertures peuvent aider à réaliser d'importantes économies d'énergies dans les climats avec des étés chauds et des hivers froids [1]. Dans la littérature de nombreux travaux plus ou moins récents dans lesquels plusieurs modèles expérimentaux et simulations numériques ont été réalisés dans le but d'évaluer les performances de ces parois ventilées et leurs atouts par rapport à des choix constructifs classiques [2–4]. Le composant (paroi ventilée) est intéressant du point de vue thermique car il met en jeu différents modes de transferts de chaleur et tout particulièrement au niveau des échanges convectifs qui se situent dans le domaine des lames d'air verticalement différenciées dans lesquelles l'air circule à basse vitesse sous l'effet d'une surface chaude qui engendre un effet « cheminée » naturel. La principale différence avec les façades ventilées classiques est que l'air peut pénétrer et sortir de la cavité de l'air à travers les ouvertures circulant le long de la cavité à un taux inhomogène. Malgré que ce système de ventilation soit très répandu, la littérature scientifique sur ce sujet n'est pas suffisante pour permettre des règles générales de conception et d'évaluation. Pour cela, notre objectif est d'étudier le comportement dynamique et thermique de l'écoulement à l'intérieur de la cavité (lame d'air). Pour simplifier l'analyse, l'effet du rayonnement solaire et du vent est ignoré. L'étude de la convection naturelle

dans les espaces confinés et ventilés a fait l'objet de nombreux travaux notamment en thermique de l'habitat et pour les systèmes embarqués [5-7]. Ces études sont soit numériques soit expérimentales et le couplage convection naturelle rayonnement solaire est pris en compte dans la majorité de ces études.

## 2. Configuration géométrique et conditions aux limites

La cavité est de hauteur 0,825 m et de largeur 0,04 m, constituée d'une paroi gauche de faible conductivité thermique ( $\lambda = 0.029 \text{ W/mK}$ ) et d'une paroi droite qui joue le rôle d'une façade ventilée avec cinq ouvertures de 5 mm. De l'air à la température extérieure pénètre dans la cavité à travers les ouvertures de bas de la façade ventilée, circule dans la lame d'air et sort à travers la partie haute de la même façade (figure 1). Les panneaux constituant la paroi droite sont soumis à un flux de chaleur surfacique de  $300 \text{ W/m}^2$ . La paroi gauche est soumise à un transfert convectif de coefficient  $h_{\text{ext}}=8 \text{ W/m}^2\text{K}$  correspondant aux conditions d'écoulement intérieur [8]. Les parois haute et basse sont maintenues adiabatiques. Dans notre étude, la géométrie est ventilée naturellement et la vitesse de l'air à l'entrée des ouvertures est inconnue, les conditions d'entrée et de sortie pour ce genre de modèle sous « Fluent » sont du type « pressure-inlet » et « pressure-outlet » respectivement. Ces conditions résultent du théorème de Bernoulli (Local) [15] : Dans la section d'entrée :  $P(x = 1, y_{\text{entrée}}) = -\frac{1}{2}u(x = 1, y_{\text{entrée}})^2$  et dans la section de sortie :  $P(x = 1, y_{\text{sortie}}) = 0$

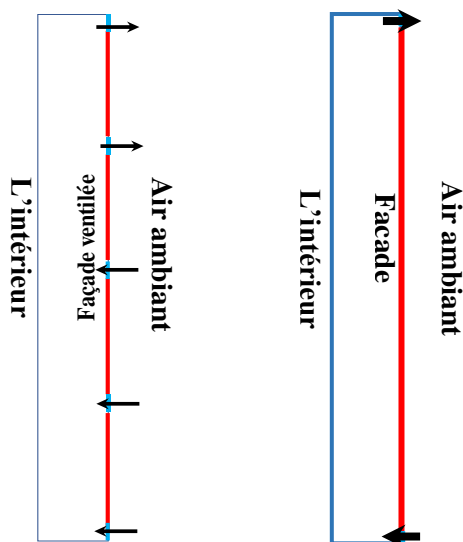


Figure 1 : Configurations géométriques

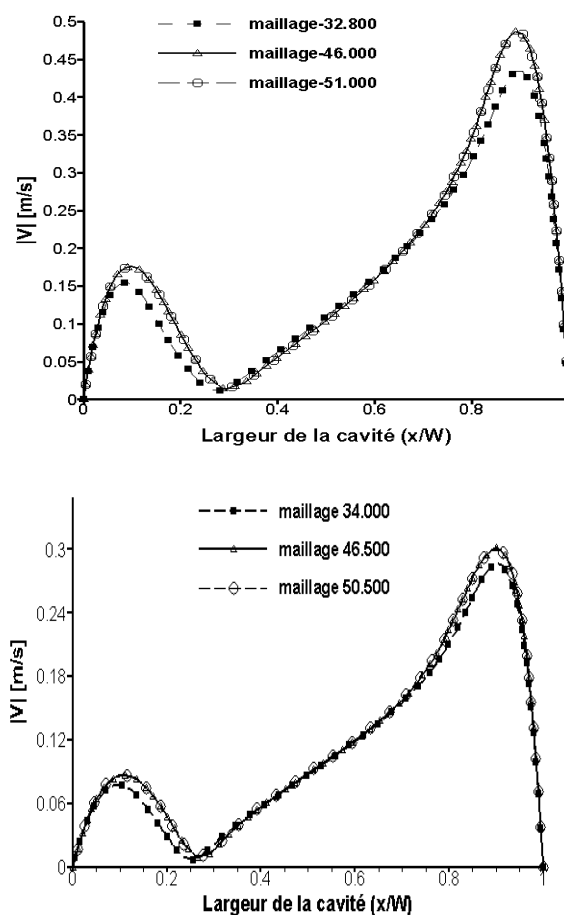


Figure 2 : Cavité : (haut) ventil e avec deux ouvertures (bas) ventil e avec quatre panneaux ( $y/H=0.848$ )

### 3. Simulation numérique

Afin de modéliser les performances de ce type de systèmes, on a défini un modèle physique simple, approprié, capable de décrire les aspects dynamiques et thermiques se produisant à l'intérieur de la cavité. Les simulations numériques sont réalisées pour une géométrie et un écoulement d'air bidimensionnels en régime stationnaire turbulent. Pour simplifier le problème, on a négligé l'effet du rayonnement et du vent. On a supposé aussi que le canal est suffisamment large dans la direction normale au plan d'étude, de façon à ce que l'écoulement puisse être considéré comme bidimensionnel. Le modèle a été créé en utilisant le logiciel commercial Fluent® [9]. La convection naturelle pour cette configuration est turbulente (à un nombre de Grashof assez important  $\approx 10^{11}$ ). Deux modèles de turbulence k- $\varepsilon$  (k- $\varepsilon$  standard et k- $\varepsilon$  RNG) ont été choisis afin de simuler l'écoulement dans la lame d'air [9]. Le modèle k- $\varepsilon$  standard est basé sur le concept de viscosité dynamique turbulente, où la viscosité  $\mu_t$  est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et de son taux de dissipation  $\varepsilon$  :  $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$  et  $C_\mu$  est une constante égale 0,09. Dans le modèle k- $\varepsilon$  RNG, les équations de transport pour la génération turbulente et le taux de dissipation sont les mêmes que celles du modèle k- $\varepsilon$  standard, mais les constantes relatives à ce modèle sont trouvées analytiquement en utilisant la théorie RNG.  $C_\mu = 0.0845$ ,  $C_{\varepsilon 1} = 1.42$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1.68$ ,  $\sigma_T = 0.9$ ,  $\sigma_k = 1.0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1.3$ .

#### 3.1. Procédures de résolution

Le régime de l'écoulement étudié est turbulent, un choix du modèle est très important. Dans ce genre de cavité ventilée, le modèle k- $\varepsilon$  RNG est largement utilisé et fournit des résultats meilleurs que d'autres modèles k- $\varepsilon$  [10-14]. Par contre pour la cavité fermée, on a choisi le modèle simple k- $\varepsilon$ . La méthode de résolution numérique dans la cavité ventilée est la suivante [15-16] : la résolution des équations discrétisées est réalisée par l'algorithme « SIMPLE » ; le schéma « PRESTO » pour la pression et le schéma « QUICK » pour les termes convectifs. Pour la cavité fermée la procédure est comme suit : la résolution des équations discrétisées est réalisée par l'algorithme « COUPLED » ; le schéma « 2<sup>nd</sup> Order » pour les termes diffusifs ; et le schéma « Upwind » du second ordre pour les termes convectifs. Les critères de convergence ont été fixés à  $10^{-6}$  pour l'équation de la continuité, de l'énergie et pour la vitesse. Les propriétés thermo-physiques sont constantes et la loi des fluides parfaits incompressibles est utilisée pour modéliser les variations de la masse volumique. La force de pesanteur est également prise en compte.

### 4. Résultats numériques

#### 4.1. Effet du maillage

Nous avons effectué une série de calculs pour chaque cas d'étude avec trois maillages structurés raffinés près des parois. Les tests de maillage prouvent que le centre de la cavité ne nécessite pas un maillage aussi fin que les régions proches de la paroi. On remarque que les profils des vitesses sont similaires et l'écart des résultats entre les maillages choisis est très faible ne dépassant pas 1% à des côtes différentes, comme le montre la figure 2. Pour effectuer les calculs finaux, un maillage avec un nombre maximal de cellules a été utilisé.

#### 4.2. Validation

Afin de valider notre étude numérique, les résultats expérimentaux obtenus dans l'étude de M.L. Toulouse [16] ont été reproduits par Fluent 14.0. Les deux configurations sont similaires en dimensions et en conditions aux limites. La simulation numérique a reproduit la structure globale monocellulaire de l'écoulement de la convection naturelle turbulente dans la cavité fermée menée d'un barreau chauffant, figure 3.

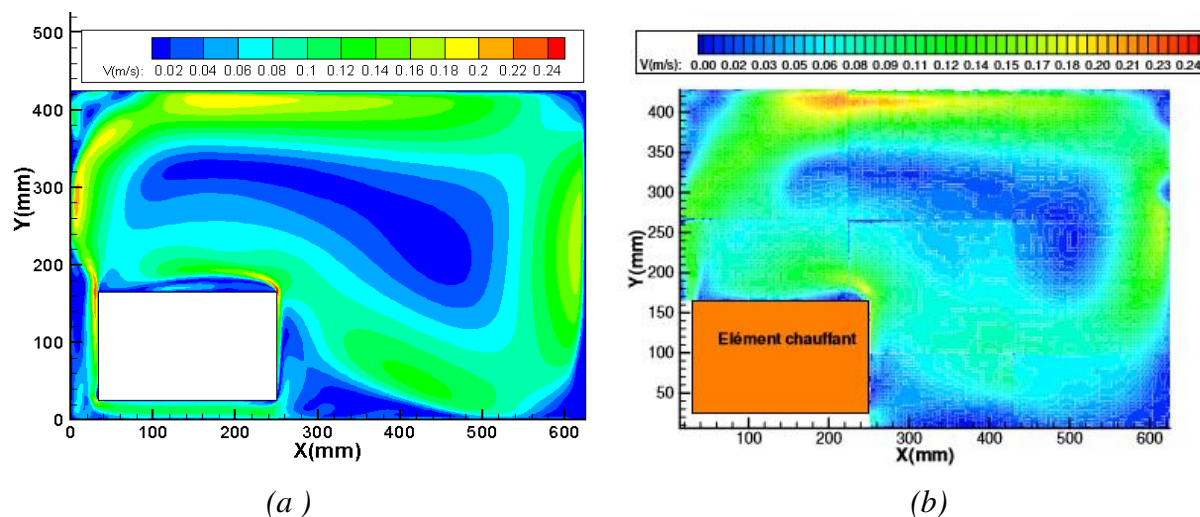


Figure 3: Dynamic field obtained by numerical simulation: (a) our numerical results (b) experimental results [16].

### 4.3. Etude dynamique

#### 4.3.1. Dynamique de l'écoulement ( $\phi=300W/m^2$ )

L'écoulement moyen est aligné avec les parois de la cavité due aux forces de flottabilité et l'écoulement de ventilation ascendant est marqué par les discontinuités aux ouvertures. Dans la cavité, l'air entre par les ouvertures situées dans la partie basse et quitte le domaine à travers les ouvertures situées dans la partie haute. Des zones de recirculation sont formées près des panneaux à l'entrée de l'air frais. En général, l'air à l'intérieur de la cavité forme un écoulement ascendant avec des discontinuités locales aux ouvertures, ce qui rend l'écoulement compliqué, non homogène et asymétrique, figure 4.

Le flux de chaleur fait augmenter la température des panneaux et, par conséquent, de l'air dans l'espace confiné. Les forces de flottabilité génèrent donc un flux ascendant dans la cavité. La figure 5 montre la vitesse totale moyenne et la composante de la vitesse verticale de l'écoulement au plan médian vertical, le long de la cavité. La relation entre elles indique que la composante verticale de la vitesse est la composante principale responsable du mouvement dans la cavité ventilée. La figure 6 compare les profils de vitesse verticale dans la cavité ventilée et celle conventionnelle. L'écoulement d'air dans la cavité ventilée croît sur toute la largeur et ne forme pas de boucle convective comme dans la cavité scellée.

De plus, les profils indiquent des valeurs de vitesse beaucoup plus élevées dans le cas de la cavité ventilée. Ces deux caractéristiques favorisent le refroidissement du mur gauche de la cavité, qui est l'un des avantages de ce genre de cavité.

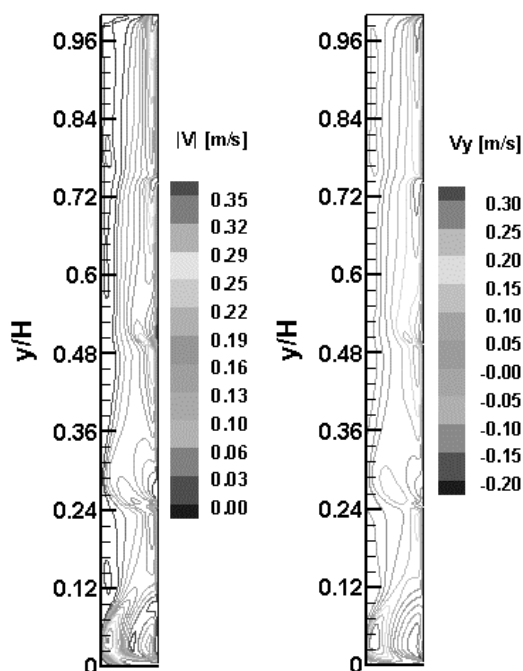


Figure 4 : Champs dynamique ( $\phi=300$   $W/m^2$ )

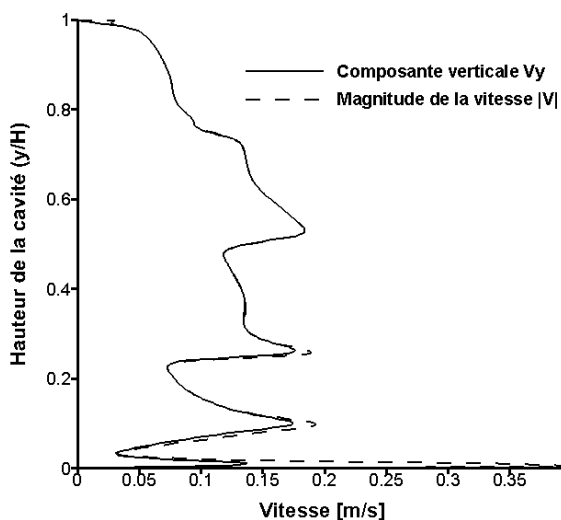


Figure 5 : Evolution de  $|V|$  et  $V_y$  le long de la hauteur ( $x/W=0.5$ )

Un schéma général (figure 7) du comportement de l'écoulement montre que le flux entre par les ouvertures inférieures mais pas avec le même taux. Le flux total qui entre dans la cavité est distribué par les ouvertures situées sous la mi-hauteur ( $y/H = 0.5$ ). On remarque que le pourcentage de débit massique diminue avec la hauteur des ouvertures. Sur la partie supérieure de la cavité, la tendance est l'inverse, la répartition du débit de masse de sortie augmente avec la hauteur. L'évolution de la pression avec la hauteur et à mi-largeur de la cavité ( $x/W=0.5$ ) est montré sur la figure 8. Le profil de pression indique une dépression dans la partie inférieure de la cavité qui force l'entrée de l'air par les ouvertures. L'équilibre de pression est atteint dans la région proche de la mi-hauteur de la cavité. La surpression force le flux à sortir par les ouvertures supérieures. Les différences de pression à l'intérieur de la cavité ventilée augmentent avec la hauteur.

#### 4.3.2. Thermique de l'écoulement

L'un des avantages les plus prétendus de l'utilisation des façades ventilées à ouvertures est leur capacité à réduire les charges thermiques de refroidissement. La performance thermique améliorée de ces façades repose sur la flottabilité : les panneaux du revêtement extérieur sont chauffés et produisent un flux massique ascendant d'air (par convection naturelle) qui entre et sort de la cavité par les ouvertures. Ce flux élimine une partie des charges de chaleur, réduisant ainsi le transfert de chaleur vers l'environnement intérieur.

Ce phénomène peut également être observé dans d'autres typologies de façades ventilées, avec les ouvertures situées uniquement en bas et en haut de la façade, bien que leur efficacité ne soit pas aussi élevée par rapport à cette configuration, en raison de l'entrée à débit réduit et les températures plus élevées atteintes à la partie supérieure de la lame d'air [1], figure 9.

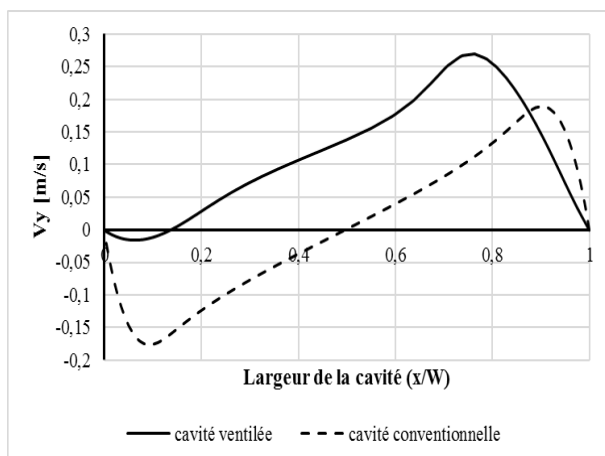


Figure 6 : Profils des vitesses verticales à la mi-hauteur de la cavité ( $y/H=0,5$  ; cavité ventilée et cavité fermée)

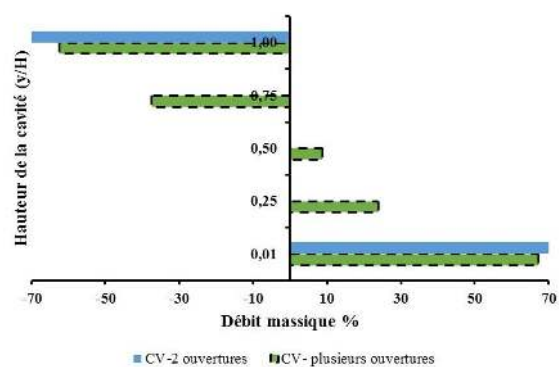


Figure 7 : Débit massique à travers les ouvertures (positif : entrant ; négatif : sortant)

L'évolution verticale de la température à l'intérieur de la cavité à façade ventilée est représentée sur la figure 10. Les courbes correspondent à différentes positions de la largeur, à côté des panneaux ( $x/W=0,75$ ), au milieu de la cavité ( $x/W=0,5$ ) et à côté de la paroi droite ( $x/W=0,25$ ). Les températures de l'air diminuent en s'éloignant de la paroi chauffée et les pics observés pour  $x/W=0,75$  sont causés par l'air frais qui entre à travers l'ouverture basse ou il se réchauffe par le flux transmis par la paroi chaude. Par effet Coanda, cet air tend à s'attacher à la paroi chaude ou il rencontre un autre débit d'air frais entrant par la deuxième ouverture, sa température s'abaisse, ce qui forme un pic et ainsi de suite, figure 10. Cet air produit un effet de ventilation, éliminant ainsi la chaleur du mur de gauche.

#### 4.3.3. Comparaison des performances énergétiques des cavités étudiées :

Quantitativement, la température moyenne de la paroi gauche diminue en augmentant le nombre d'ouvertures, Tableau 1. La figure 11 représente l'évolution de la température de la paroi gauche pour les deux configurations étudiées. Le débit d'air entrant augmente par conséquent un gain de quelques degrés est atteint en optant des ouvertures supplémentaires. La température de l'air dans la cavité ventilée à plusieurs ouvertures est plus faible par rapport à celle classique et par conséquent la chaleur transférée dans la pièce est inférieure.

Tableau -1

Type de cavité	Cavité fermée	Cavité ventilée à 2 ouvertures	Cavité ventilée avec plusieurs ouvertures
Température moyenne de la paroi gauche [K]	345	309.4	305

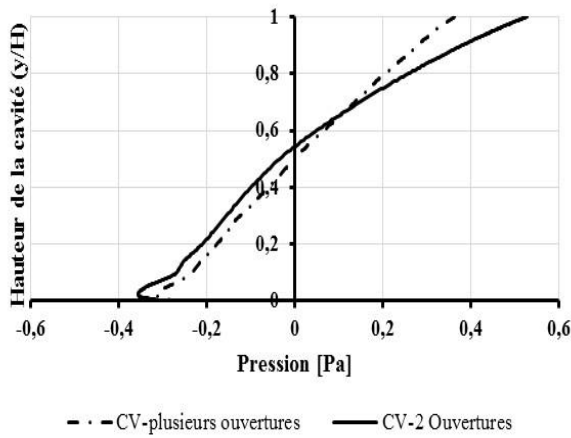


Figure 8 : Profil de la pression dans la cavité ventilée ( $x/W=0.5$  et flux= $300 \text{ W/m}^2$ )

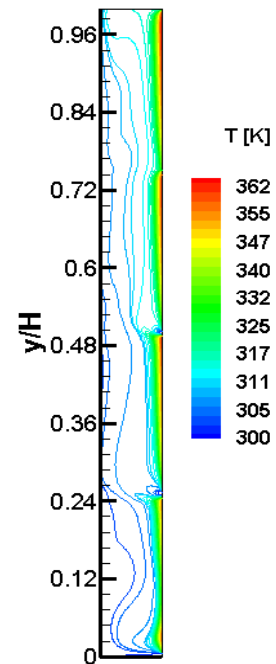


Figure 9 : Champs thermique (Flux  $300 \text{ W/m}^2$ )

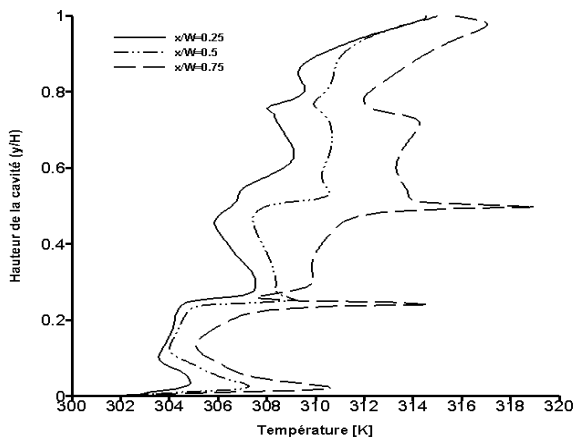


Figure 10 : Evolution verticale de la température à l'intérieur de la cavité

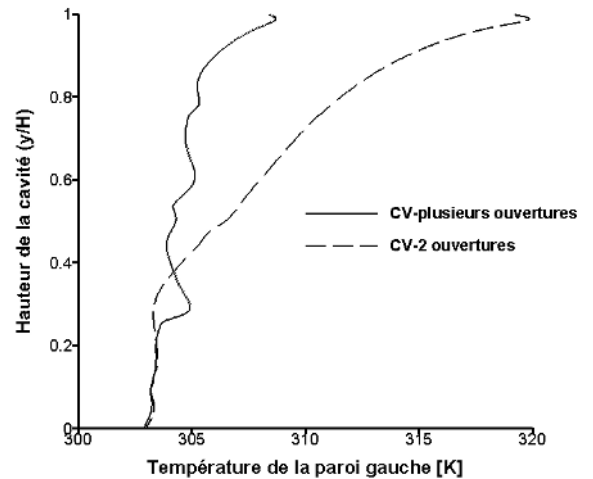


Figure 11 : Evolution verticale de la température de la paroi gauche des deux cavités étudiées ( $x/W=0.5$  pour le même flux= $300 \text{ W/m}^2$ )

## 5. Conclusion

L'écoulement turbulent dans la cavité ventilée a été bien simulé par le code de calcul CFD « Fluent 14 » utilisant le modèle de turbulence RNG k- $\epsilon$ . Nous avons présenté une étude détaillée de la structure dynamique et thermique de l'écoulement. Notre étude nous a permis de

comprendre le comportement des façades ventilées par rapport à celles conventionnelles. Les températures à l'intérieur de la façade ventilée indiquent les effets positifs des façades ventilées par conséquent, moins de chaleur transférée à l'intérieur.

## Références

- [1] Sanjuan C, Suárez MJ, Blanco E, Heras MR. Development and experimental validation of a simulation model for open joint ventilated façades. *Energy & Buildings* 2011; 43(12): 3446-56.
- [2] R.Oesterle, R.Lieb, M.lutz, W.Heusler, Double Skin Facades – Integrated Planning, *Prestel verlag*. Germany, (2001).
- [3] A. Brun, Amélioration du confort d'été grâce à la ventilation de l'enveloppe, *Thèse de doctorat*, Université de Grenoble, France, (2011).
- [4] K. Imessad, N. A. Messaoudene, and M. Belhamel, Performances of the Barra–Costantini passive heating system under Algerian climate conditions, *Renew. Energy*, vol. 29, no. 3, pp. 357–367, (Mar. 2004).
- [5] Peng, S.H. 1998, Modelling of turbulent flow and Heat Transfer for Building Ventilation, Ph. D Thesis, Chalmers University of Technology, Sweden.
- [6] Saelens D, Hens H. Evaluating the Thermal Performance of Active Envelopes. In: *Proceedings of Performance of Exterior Envelopes of Whole Buildings VIII: Integration of Building Envelopes*. Clearwater Beach, Florida: 2001, p. 243-7.
- [7] Sanjuan. C et al. Experimental PIV techniques applied to the analysis of natural convection in open joint ventilated façades. *Energy Procedia* 30, 2011, 1216-1225.
- [8] ASHRAE Fundamentals Handbook (S.I.), American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers Inc., 1985.
- [9] FLUENT User's Guide, Fluent Inc., Release 14.0, November 2011.
- [10] J. Bredberg, On two-equation eddy-viscosity models. Department of thermos fluid dynamics. Chalmers university of technology, Göteborg, Sweden, 2001.
- [11] X. Wang, 2009, Prédiction et analyse numérique d'écoulements turbulents avec transfert thermique dans des cavités ventilées à l'aide d'un modèle à relaxation elliptique. Thèse de Doctorat. Université de Lille 1.
- [12] Shih, T. H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z, and Zhu, J., 1995, New k- $\epsilon$  eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows, *Computers and Fluids*, vol. 24(3), pp. 227-238.
- [13] C. K. G. Lam, K. Bremhorst, A Modified Form of the k- $\epsilon$  Model for Predicting Wall Turbulence, *Journal of Fluids Engineering*, 103 (1981) 456-460.
- [14] Z. Yang, T. H. Shih, New Time Scale Based k - $\epsilon$  Model for Near-Wall Turbulence, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, 31 (1993)1191–1198.
- [15] G. Desrayaud et al., Benchmark solutions for natural convection flows in vertical channels submitted to different open boundary conditions, *International Journal Of Thermal Sciences*, 72, pp. 18-33, 2013
- [16] M.L.Toulouse, Analyse et caractérisation de la convection naturelle et de la convection mixte dans des enceintes confinées. Thèse de Doctorat. Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2004.



# Caractérisation thermique de matériaux in-situ par utilisation de modèles réduits modaux

Ana Gabriela CHAVEZ CASTILLO<sup>1\*</sup>, Yassine ROUIZI<sup>1</sup>, Olivier QUEMENER<sup>1</sup>, Laurent MARMORET<sup>2</sup>, Yann BILLAUD<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Evry, Université d'Evry Val d'Essonne, Antenne de Brétigny sur Orge, IUT d'Evry Val d'Essonne, Département GTE, Chemin de la Tuilerie – 91731 Brétigny sur Orge.

<sup>2</sup>Laboratoire des Technologies Innovantes – Université de Picardie – 80025 Amiens

<sup>3</sup>Institut Pprime CNRS - Université de Poitiers – ISAE-ENSMA - Téléport 2, 11 Boulevard Marie et Pierre Curie, BP 30179, – 86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex

\* (auteur correspondant : a.chavez@iut.univ-evry.fr)

**Résumé** - L'objectif de cette étude est d'utiliser un modèle réduit de type modal dans une procédure d'identification, afin de déterminer les caractéristiques thermiques d'un matériau par simple insertion d'une sonde dans une paroi. Cette étude purement numérique présente l'influence de l'ordre du modèle réduit, de la sensibilité de la sonde, et du bruit de mesure, sur la précision de l'identification effectuée.

## Nomenclature

$k$	Conductivité thermique [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	<i>Symboles grecs</i>	
$c$	Capacité calorifique volumique [J.m <sup>-3</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\alpha$	Coefficient de pondération
$g$	Fonction d'essai [K]	$\varepsilon$	Erreur de réduction
$h$	Coefficient d'échange [W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\zeta$	Coefficient de Steklov [W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$std$	Ecart type	$\sigma$	Erreur d'identification
$x$	Etat d'excitation d'un mode	<i>Indices et exposants</i>	
$z_i$	Valeur propre [s <sup>-1</sup> ]	$I$	Isolant à identifier
$V$	Mode propre [K]	$\sim$	Modèle réduit
$T$	Température [K]	$-$	Valeur moyenne

## 1. Introduction

Dans le domaine du bâtiment, identifier in situ l'évolution des propriétés thermiques des matériaux, notamment les isolants d'origine bio-sourcée, reste un problème d'actualité. Nous proposons ici d'étudier une technique d'identification de la conductivité thermique et de la capacité calorifique à partir d'une simple sonde insérée dans le matériau à identifier. Le papier présente ici les potentialités d'une méthode d'identification qui utilise des modèles réduits de type modal, permettant une description précise de la géométrie de la sonde et la prise en compte de l'intégralité des phénomènes thermiques.

## 2. Position du problème

Une solution simple pour l'identification in situ de la conductivité thermique est l'utilisation de sondes qui utilisent la technique du fil chaud [1]. La sonde Hukseflux (figure 1) est une sonde particulièrement appréciée pour sa robustesse, qui par l'utilisation d'un modèle analytique simple permet l'obtention immédiate de la conductivité thermique. Malheureusement les derniers travaux sur ce sujet ont montré la limite de cette technique [2], puisque dans le cas des isolants, on ne peut négliger ni l'inertie de la sonde ni sa forte conductivité.

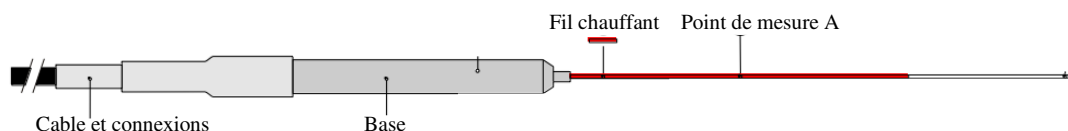


Figure 1 : Sonde TP02 Hukseflux

## 2.1. Description de la sonde de type fil chaud

On considère le problème représenté sur la figure 2, dans lequel la sonde  $\Omega_C$  est insérée dans l'isolant à caractériser  $\Omega_I$ , qui repose sur un simple support  $\Omega_S$ . La résistance de contact entre les deux éléments  $\Omega_C$  et  $\Omega_I$  est négligeable devant la faible conductivité de l'isolant. Le capteur est composé de différents matériaux (figure 3) dont une résistance  $\Omega_{C3}$  qui dissipe une puissance volumique  $\pi = 37,77.10^6 \text{ W.m}^{-3}$ . Elle comprend une mesure de température au point A. L'ensemble des caractéristiques du problème sont spécifiées dans le tableau 1. La géométrie est axisymétrique, soit  $T(r,z)$ . On considère un environnement caractérisé par un coefficient d'échange  $h = 10 \text{ W.m}^{-2} .\text{K}^{-1}$  pour une température  $T_f = 16,18^\circ\text{C}$ .

## 2.2. Modèle numérique

Le problème thermique est s'exprimé sous forme variationnelle (eq.(1)). On note le domaine  $\Omega = \Omega_C \cup \Omega_S$ ,  $\Gamma$  la frontière de l'ensemble du domaine étudié, et  $g$  la fonction d'essai :

$$c_I \int_{\Omega_I} \frac{\partial T}{\partial t} g \, d\Omega + \int_{\Omega} c \frac{\partial T}{\partial t} g \, d\Omega = -k_I \int_{\Omega_I} \vec{\nabla} T \cdot \vec{\nabla} g \, d\Omega - \int_{\Omega} k \vec{\nabla} T \cdot \vec{\nabla} g \, d\Omega - \int_{\Gamma} h T g \, d\Gamma + \int_{\Gamma} h T_f g \, d\Gamma + \int_{\Omega_{C3}} \pi g \, d\Omega \quad (1)$$

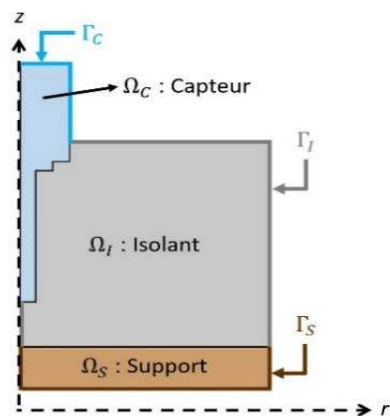


Figure 2 : Représentation du problème physique

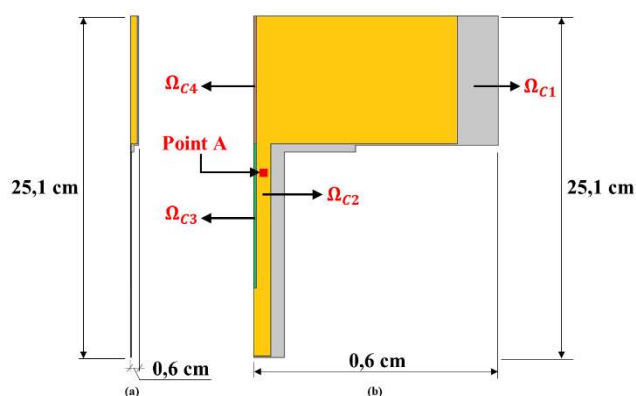


Figure 3 : Représentation des composantes du capteur (a) proportions exactes (b) échelle radiale dilatée

	Isolant $\Omega_I$	Support $\Omega_S$	Capteur $\Omega_C = \Omega_{C1} \cup \Omega_{C2} \cup \Omega_{C3} \cup \Omega_{C4}$			
			$\Omega_{C1}$ : Acier	$\Omega_{C2}$ : Résine	$\Omega_{C3}$ : Résistance	$\Omega_{C4}$ : Cordons
$k$ [ $\text{W.m}^{-1} .\text{K}^{-1}$ ]	$k_I$	0,2	16	0,30	19,5	400
$c$ [ $\text{J.m}^{-3} .\text{K}^{-1}$ ]	$c_I$	$1,97.10^{-6}$	$3,95.10^{-6}$	$1,28.10^{-6}$	$3,38.10^{-6}$	$3,42.10^{-6}$

Tableau 1 : Caractéristiques des composants

Une discrétisation spatiale de type éléments finis de type P1 amène un système matriciel (eq.(2)) dont la taille est caractérisée par le nombre de nœuds  $N$  du maillage, avec ici  $N \approx 20000$ . Les calculs sont effectués par un code du laboratoire (C++).

$$(c_I \mathbf{C}_I + \mathbf{C})\dot{\mathbf{T}} = (k_I \mathbf{K}_I + \mathbf{A})\mathbf{T} + \mathbf{U} \quad (2)$$

### 3. Modèle réduit modal

#### 3.1. Présentation de la technique

Le principe des méthodes de réduction modale est de décomposer le champ thermique  $T(M,t)$  sur un faible nombre  $n$  de fonctions spatiales connues  $\tilde{V}_i(M)$ , ce qui permet alors d'obtenir une estimation  $\tilde{T}(M,t)$ :

$$\tilde{T}(M,t) \approx \sum_{i=1}^{n \ll N} \tilde{x}_i(t) \tilde{V}_i(M) \quad (3)$$

où  $\tilde{x}_i(t)$  sont les états d'excitation inconnues de ces fonctions spatiales  $\tilde{V}_i(M)$ . Si le nombre de fonctions  $n$  est faible devant  $N$ , le problème s'en trouve réduit puisque on cherche alors à déterminer les  $n$  états d'excitation  $x_i(t)$ , à comparer aux  $N$  évolutions de température  $T(M,t)$ . Pour cette étude, on utilise la méthode BERM [3,4], qui se décompose en trois étapes :

- Le calcul complet des  $N$  vecteurs dits de Branche (eq.(4) et (5)), et qui forme une base pour tout type de problème thermique (eq.(1)), y compris lorsque les différents paramètres de l'équation varient :

$$\forall M \in \Omega \cup \Omega_I, \quad k_m \vec{\nabla}(\vec{\nabla} V_i) = z_i c_m V_i \quad (4)$$

$$\forall M \in \Gamma, \quad k_m \vec{\nabla} V_i \cdot \vec{n} = -z_i \zeta V_i \quad (5)$$

Où l'indice  $m = (1, \dots, 6)$  correspond à chaque matériau du domaine.

La condition aux limites (eq. (5)) est une condition abstraite qui fait intervenir la valeur propre  $z_i$  du mode  $V_i$ . Le nombre de Steklov  $\zeta$  assure l'homogénéité dimensionnelle de la condition aux limites et permet d'éviter la dégénérescence du problème modal de branche [4], c'est-à-dire de donner une importance comparable aux deux équations du système (4) et (5) :

$$\zeta = \frac{\int_{\Omega_I \cup \Omega_S} c d\Omega}{\int_{\Gamma_i} d\Gamma} \quad (6)$$

- La réduction de la base est effectuée par la méthode d'amalgame. Elle consiste à reconstruire  $n$  nouveaux modes  $\tilde{V}_j$  par combinaisons linéaires des modes initiaux  $V_i$  :

$$\forall j \in \{1, n\} \quad \tilde{V}_j = \sum_{p=1}^{\tilde{N}_j} \alpha_{j,p} V_{j,p} \quad (\text{avec } \tilde{N}_j \text{ tel que } N = \sum_{j=1}^n \tilde{N}_j) \quad (7)$$

Le choix de cette combinaison s'appuie alors sur un cas de référence pour lequel on connaît les états d'excitation  $x_i(t)$  associés à la base complète initiale. A partir de ces coefficients on effectue le choix de la répartition de l'ensemble des modes  $V_i$  sur la base réduite  $\tilde{V}_j$  ainsi que le calcul des facteurs de pondération  $\alpha_{j,p}$ .

- Le problème réduit est défini par l'équation d'état obtenue en projetant l'équation de la chaleur (eq.(1)) sur la base réduite. En notant  $\tilde{\mathbf{V}}$  la matrice regroupant l'intégralité des  $n$  modes réduits  $\tilde{v}_j$  exprimés sous forme discrète, et  $\tilde{\mathbf{X}}$  le vecteur des  $n$  états d'excitation associés, on a :

$$\left( c_I \tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{C}_I \tilde{\mathbf{V}} + \tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{C} \tilde{\mathbf{V}} \right) \dot{\tilde{\mathbf{X}}} = \left( k_I \tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{K} \tilde{\mathbf{V}} + \tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{A} \tilde{\mathbf{V}} \right) \tilde{\mathbf{X}} + \tilde{\mathbf{V}}^t \mathbf{U} \quad (8)$$

Soit sous forme compacte :

$$\left( c_I \mathbf{L}_I + \mathbf{L} \right) \dot{\tilde{\mathbf{X}}} = \left( k_I \mathbf{M}_I + \mathbf{M} \right) \tilde{\mathbf{X}} + \mathbf{N} \quad (9)$$

Cette relation possède  $n$  degrés de liberté. Elle peut donc être résolue très rapidement, et donne alors accès à l'intégralité du champ de température par la relation (eq.(3)).

### 3.2. Résultats de la réduction

Puisque les paramètres thermiques de l'isolant sont inconnus et sont donc destinés à être identifiés par ce modèle réduit (eq. (9)), on choisit alors pour le calcul de la base de Branche ainsi que pour le modèle de référence utilisé lors de la réduction par Amalgame, des valeurs de la conductivité thermique  $k_I$  et de la capacité calorifique  $c_I$  de l'isolant nécessairement différentes des valeurs qui seront par la suite identifiées (que l'on nomme ici les valeurs exactes). On choisit ainsi ici pour la construction du modèle réduit les caractéristiques de l'isolant suivantes :

$$\text{caS}_{\text{base}} : k_{\text{base}} = 0,01 \text{ W.m}^{-1} . \text{K}^{-1} \text{ et } c_{\text{base}} = 25000 \text{ J.m}^{-3} . \text{K}^{-1}$$

La valeur du nombre de Steklov (éq. (6)) est alors de  $\zeta = 5580 \text{ W.m}^{-2} . \text{K}^{-1}$ .

On effectue alors la simulation par modèle réduit, que l'on compare au modèle complet pour deux configurations :

- La configuration de référence : caS<sub>base</sub>
- une configuration différente, que l'on choisit identique à celle que l'on cherchera à identifier :

$$\text{caS}_{\text{exact}} : k_{\text{exact}} = 0,0306 \text{ W.m}^{-1} . \text{K}^{-1} \text{ et } c_{\text{exact}} = 30878 \text{ J.m}^{-3} . \text{K}^{-1}$$

La figure 4 présente l'évolution des erreurs moyenne  $\bar{\varepsilon}$  et quadratique au point de mesure  $\varepsilon_A$ , du modèle réduit par rapport au modèle complet pour ces deux configurations pendant la durée  $\Delta t$  de la simulation. On définit ainsi :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\Delta t \cdot V_{\Omega \cup \Omega_I}} \int_{\Delta t} \int_{\Omega \cup \Omega_I} \left| \tilde{T}(M, t) - T(M, t) \right| d\Omega dt \quad (10)$$

$$\varepsilon_A = \sqrt{\frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \left( \tilde{T}_A(t) - T_A(t) \right)^2 dt} \quad (11)$$

On note une décroissance régulière pour l'erreur moyenne, contrairement à l'erreur localisée au point de mesure. En effet, le processus de réduction minimise l'erreur moyenne. Dans le cas où l'on effectue une simulation pour un problème dans lequel l'isolant possède les mêmes caractéristiques que celles ayant servi à la construction du modèle réduit, ce dernier est très efficace, puisque qu'un ordre de  $n = 50$  modes entraîne une erreur au point de mesure de l'ordre de  $\varepsilon_A = 0,01^\circ\text{C}$ . Par contre pour des caractéristiques d'isolant très différentes, les erreurs augmentent d'un ordre de grandeur : toujours pour  $n = 50$  modes, on obtient  $\varepsilon_A = 0,1^\circ\text{C}$ . On voit ici l'importance du choix du cas de référence utilisé dans la procédure d'amalgame. Le

modèle utilisé dans la procédure d'identification va alors dépendre de la précision de la mesure et de la sensibilité du capteur aux grandeurs à identifier.

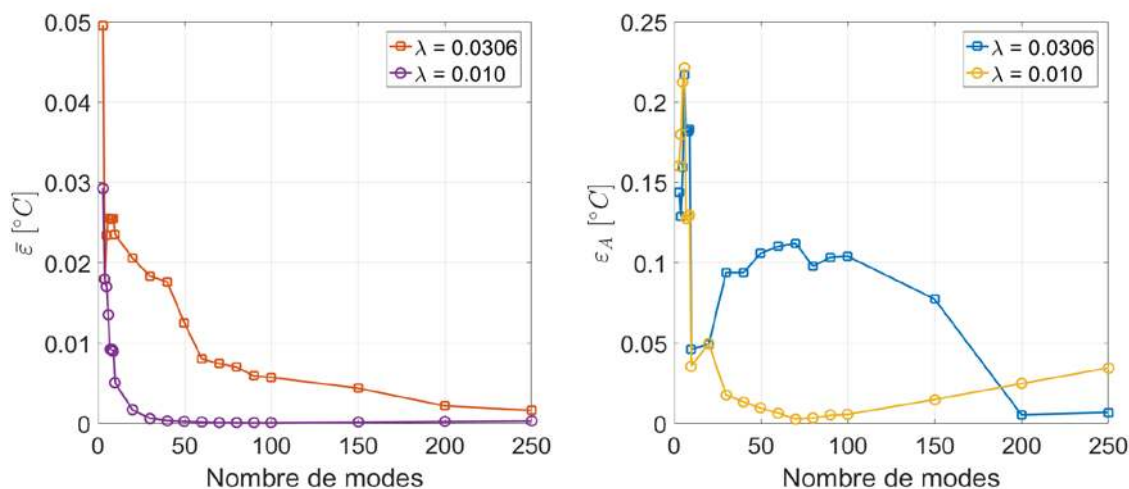


Figure 4 : Erreur moyenne  $\bar{\varepsilon}$  et erreur au point de mesure  $\varepsilon_A$  du modèle réduit

## 4. Technique d'identification

### 4.1. Principe

On cherche ici à identifier les valeurs de la conductivité thermique  $k_I$  et de la capacité calorifique  $c_I$  de l'isolant dans lequel est insérée la sonde de mesure. Cette dernière est munie d'un unique point de mesure (point A sur la figure 3), qui correspond à l'observable  $\mathbf{Y}$ , et qui est relié au champ de température  $\mathbf{T}$  via une matrice d'observation  $\mathbf{E}$ . Compte tenu de la taille du problème discret, il est possible d'utiliser la formulation modale présentée précédemment afin de diminuer la taille du problème inverse :

$$\mathbf{Y} = \mathbf{E} \mathbf{T} \approx \mathbf{E} \tilde{\mathbf{V}} \tilde{\mathbf{X}} \quad (12)$$

Le processus itératif d'identification s'appuie sur la minimisation d'un critère quadratique bâti sur l'écart entre la mesure  $Y(t_i)$  au point A (ici calculé avec le modèle complet (eq. (2)) bruité) et le résultat de la simulation  $\hat{Y}$  effectué par le modèle réduit (eq. (3), (9) et (10)) pour les paramètres estimés  $\hat{k}_I$  et  $\hat{c}_I$  à chaque itération :

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n_{mes}} \left( Y(t_i) - \hat{Y}(t_i, \hat{k}_I, \hat{c}_I) \right)^2 \quad (13)$$

Cette procédure de minimisation utilise une méthode de programmation non linéaire basée sur un algorithme à régions de confiance (proposée sous Matlab®), dont le principe est de remplacer le problème d'optimisation initial par une suite de sous-problèmes, plus simples à résoudre.

### 4.2. Analyse de sensibilité

A partir de la définition des sensibilités réduites de la mesure aux variations de conductivité thermique et de capacité calorifiques (eq. (14)), une étude de sensibilité est menée afin de s'assurer de la pertinence du point de mesure utilisé pour effectuer l'identification.

$$S_c^* = c \frac{\partial Y}{\partial c} \quad S_k^* = k \frac{\partial Y}{\partial k} \quad (14)$$

On trace sur la figure 5 l'évolution de ces paramètres au cours du temps. Les deux courbes ne sont pas corrélées, ce qui rend possible l'identification simultanée de ces deux paramètres. Par contre la sonde de mesure est principalement sensible à une variation de conductivité thermique. On peut s'attendre à un manque de précision quant à l'identification de la capacité calorifique volumique.

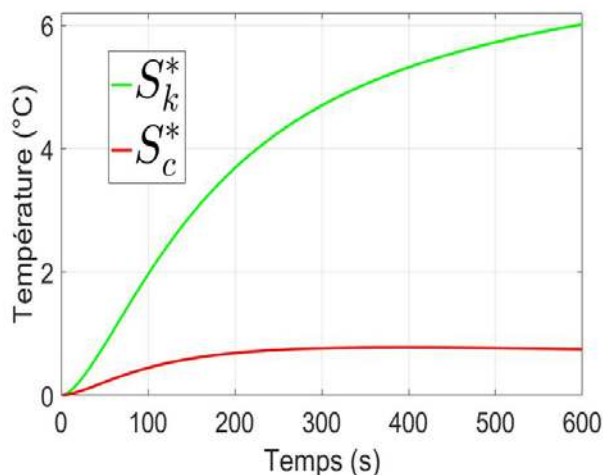


Figure 5 : Etude de sensibilité

#### 4.3. Résultats de l'identification

L'estimation sans bruit de mesure est effectuée pour différents ordres de réduction. Rappelons que le modèle réduit utilisé est construit à partir du couple  $(k_{base}, c_{base})$  différent du couple recherché. Le tableau 2 synthétise les résultats obtenus pour différents ordres de réduction ainsi que pour le modèle complet. On note ici  $\sigma_k$  et  $\sigma_c$  les erreurs relatives de la valeur moyenne identifiée, et  $\sigma_T$  l'erreur quadratique entre la mesure et la température construite avec les paramètres identifiés :

$$\sigma_k = \frac{|\hat{k}_I - k_{exact}|}{k_{exact}} \quad \sigma_c = \frac{|\hat{c}_I - c_{exact}|}{c_{exact}} \quad (15)$$

$$\sigma_T = \sqrt{\frac{1}{2n_{mes}} \sum_{i=1}^{n_{mes}} (Y(t_i) - \hat{Y}(t_i, \hat{k}_I, \hat{c}_I))^2} \quad (16)$$

$n$	$\hat{k}_I$	$\sigma_k$	$\hat{c}_I$	$\sigma_c$	$\sigma_T$	$t_{cpu}$ (s)
30	0,0299	2,3%	40151	30%	0,012	0,4
100	0,0303	1%	36966	20%	0,008	2,3
200	0,0309	1%	27299	11,5%	0,005	4,4
Modèle complet	0,0309	1%	28203	8,6%	0,003	1105

Tableau 2 : Identification sans bruit de mesure

Comme on pouvait s'y attendre l'identification de la conductivité est nettement plus précise que celle de la capacité volumique. Le calcul de l'erreur sur la température recalculée avec les paramètres identifiés  $\sigma_T$ , très faible, montre bien le manque de sensibilité de la température par rapport à la capacité volumique. On note ainsi la nécessité d'utiliser un modèle réduit

caractérisé par un ordre suffisamment important ( $n=200$ ), afin d'approcher la valeur de la capacité avec le même niveau d'erreur que l'utilisation du modèle complet. Cependant, même pour cet ordre de réduction, le temps calcul reste faible en regard du temps nécessaire au modèle complet pour la procédure d'identification (Gain de temps de calcul égal à 250).

Des essais avec deux valeurs de bruits de mesure sont effectués. Pour chacun d'entre eux, on procède à  $n_I = 300$  essais d'identification afin de pouvoir obtenir des valeurs moyennes fiables des paramètres identifiés. Les résultats sont présentés dans le tableau n°3, et sous forme d'histogrammes sur les figures 6 et 7. Dans ce tableau on note :

- $\bar{k}_I$  et  $\bar{c}_I$  les valeurs moyennes des paramètres identifiés, définies par :

$$\bar{k}_I = \frac{1}{n_I} \sum_{i=1}^{n_I} \hat{k}_I^i \quad \bar{c}_I = \frac{1}{n_I} \sum_{i=1}^{n_I} \hat{c}_I^i \quad (17)$$

- $std_k$  et  $std_c$  les écarts-types qui caractérisent l'étalement des valeurs de conductivités et de capacités qui ont été identifiées lors des  $n_I$  essais (pour un bruit de mesure  $\sigma_B$  et ordre de réduction  $n$  fixés) :

$$std_k = \sqrt{\frac{1}{n_I} \sum_{i=1}^{n_I} (\hat{k}_I^i - \bar{k}_I)^2} \quad std_c = \sqrt{\frac{1}{n_I} \sum_{i=1}^{n_I} (\hat{c}_I^i - \bar{c}_I)^2} \quad (18)$$

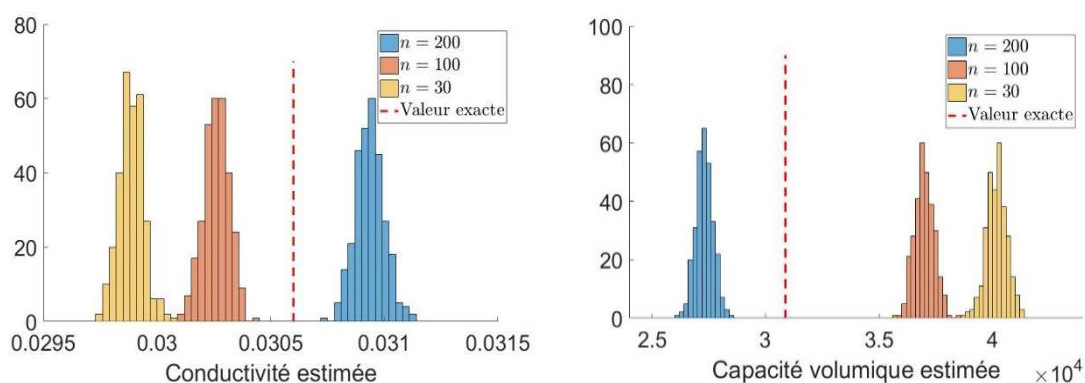


Figure 6 : Identification pour un bruit  $\sigma_B = 0,05^\circ\text{C}$

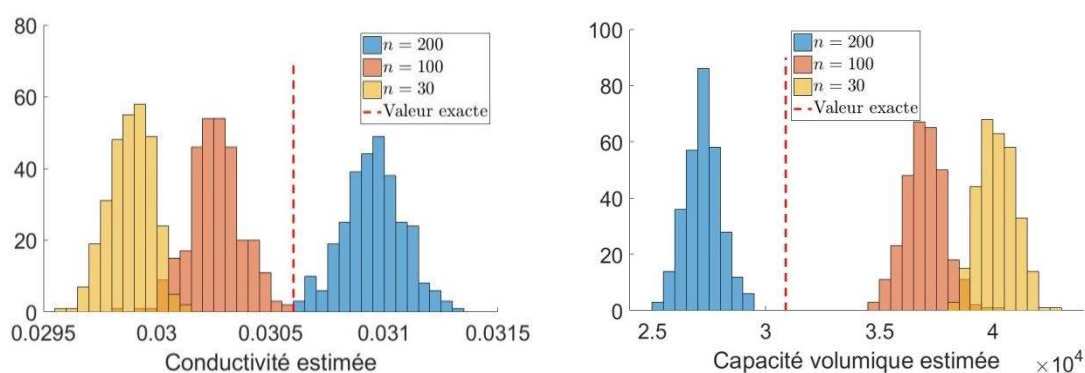


Figure 7 : Identification pour un bruit  $\sigma_B = 0,1^\circ\text{C}$

Plus le bruit de mesure est important, plus les valeurs identifiées s'étaient sur un large domaine de valeurs obtenues. Cependant on retrouve des valeurs moyennes identiques aux valeurs identifiées sans bruit de mesures : à condition d'effectuer un nombre suffisamment important de mesures, il est possible de s'affranchir du bruit de mesures. Ainsi le paramètre le plus important reste l'ordre de réduction qui, compte tenu du manque de sensibilité du capteur à la capacité, entraîne une erreur non négligeable sur cette dernière.

Il est notable de constater que les différentes erreurs quadratiques des températures reconstruites  $\sigma_r$  correspondent systématiquement au bruit de mesure, et ce quelque soit l'erreur d'identification de la capacité volumique. Ces observations sont tout à fait cohérentes avec le manque de sensibilité du capteur par rapport à la capacité volumique, observée sur la figure 5.

$\sigma_B$ (°C)	$n$	$\bar{k}_I$	$std_k$	$\sigma_k$	$\bar{c}_I$	$std_c$	$\sigma_c$	$\sigma_r$
0,05	30	0,0299	$0,053 \cdot 10^{-3}$	2,3%	40179	446	30,1%	0,0515
	100	0,0303	$0,056 \cdot 10^{-3}$	1%	36987	430	19,8%	0,0508
	200	0,0309	$0,064 \cdot 10^{-3}$	1%	27303	385	11,5%	0,0502
0,1	30	0,0299	$0,096 \cdot 10^{-3}$	2,3%	40188	798	30,1%	0,1007
	100	0,0303	$0,110 \cdot 10^{-3}$	1%	36999	866	19,8%	0,1004
	200	0,0310	$0,13 \cdot 10^{-3}$	1,3%	27240	791	11,8%	0,1000

Tableau 3 : Identification avec bruit de mesure

## 5. Conclusion

Cette étude a permis de montrer qu'une procédure inverse basée sur l'utilisation d'un modèle numérique réduit peut permettre l'identification in situ très rapide de la conductivité thermique pour des matériaux isolants. En ce qui concerne la capacité calorifique, compte tenu de la faible sensibilité du capteur à cette grandeur, une estimation plus grossière est possible, à condition d'utiliser un modèle réduit modal précis.

Ces premiers résultats sont prometteurs et ouvrent à plusieurs perspectives. Tout d'abord il doit être possible d'améliorer la procédure en intégrant la phase de réduction de la base dans la procédure inverse. De cette manière, au fur et à mesure des itérations, la base réduite devrait être mieux adaptée aux paramètres identifiés. Par ailleurs l'amélioration de la sensibilité de la sonde à la capacité calorifique va nécessiter la conception d'un nouveau type de sonde dans laquelle la source de chaleur et la (ou les) mesure(s) de températures seront séparées par l'isolant à caractériser (modèle de type bi-sondes ou tri-sondes). Ce nouveau type de sonde ne pourra être modélisé que par une géométrie 3D, caractérisée par un grand nombre de degrés de liberté. Pour un tel problème, l'utilisation d'un modèle réduit modal sera d'autant plus intéressante.

## Références

- [1] A. Degiovanni : Conductivité et diffusivité thermique des solides, Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et Contrôle R 2850, 1994.
- [2] L. Marmoret, H. Humaish : Limit of validity of the log-linear model for determining thermal properties of light insulation materials with cylindrical hot probe. *International Journal of Thermal Sciences*, Volume 117, Pages 251-259, 2017.
- [3] S. Carmona, Y. Rouizi, O. Quéméner, F. Joly : Identification de flux de chaleur, par modèle réduit combiné à la méthode de l'adjoint. Application au cas d'un disque de frein en fonctionnement. Congrès Français de Thermique (2016), Toulouse, 31 mai - 3 juin 2016.
- [4] O. Quéméner, A. Neveu, et E. Videcoq, « A specific reduction method for the branch modal formulation : Application to a highly non-linear configuration ». *International Journal of Thermal Sciences*, 46 : 890 – 907, 2007.



# Etude de sensibilité de différentes méthodes de séparation pour l'évaluation simultanée de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale

Thibaud TOULLIER<sup>1,2</sup>, Jean DUMOULIN<sup>2,1</sup>, Laurent MEVEL<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Inria, Équipe I4S, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France

<sup>2</sup> Ifsttar, COSYS-SII, Route de Bouaye, 44344, Bouguenais CEDEX, France

**Résumé** - Cette étude porte sur l'évaluation simultanée de l'émissivité et de la température de surface d'objets observés par thermographie infrarouge *in-situ*. La mesure de la température par thermographie infrarouge se heurte au manque de connaissances des propriétés radiatives de la scène réelle. Une cible virtuelle composée de quatre matériaux différents est définie. L'éclairement reçu depuis cette cible par une caméra infrarouge est estimé par la méthode des radiosités progressives mise en œuvre sur carte graphique. Ces simulations nous permettent d'évaluer la sensibilité de quatre méthodes de séparation de l'émissivité et de la température.

## Nomenclature

$\lambda$	Longueur d'onde, $\mu m$	$N_{\text{élément}}$	Nombre total d'éléments dans la scène
$N$	Nombre de bandes spectrales	$A_k$	Aire de l'élément $k$
$\Delta\lambda_i$	$i^{\text{ème}}$ bande spectrale sur l'intervalle $[\lambda_i, \lambda_{i+1}]$ , $i \in \llbracket 1; N \rrbracket$	$B_{k,\Delta\lambda_i}$	Radiosité de l'élément $k$ sur $\Delta\lambda_i$
$T$	Température, $K$	$M_{k,\Delta\lambda_i}$	Exitance de l'élément $k$ sur $\Delta\lambda_i$
$\epsilon$	Emissivité	$\epsilon_{k,\Delta\lambda_i}$	Emissivité de l'élément $k$ sur $\Delta\lambda_i$
$S$	Surface, $m^2$	$V_{k,j}$	Facteur d'occlusion entre les éléments $k, j$
$L$	Luminance énergétique, $W.m^{-2}.sr^{-1}$	GPGPU	General-purpose processing on graphics processing units
$E$	Eclairement énergétique, $W.m^{-2}$	$\gamma_\lambda$	Mesure reçue par le capteur à la longueur d'onde $\lambda$
$I$	Intensité énergétique, $W.sr^{-1}$		

## 1. Introduction

L'apparition de nouveaux capteurs a permis le développement de nouvelles caméras infrarouges. L'utilisation de caméras infrarouges bas coût pour la surveillance de structures dans le génie civil est prometteuse grâce à ces nouvelles technologies. Cependant, une mesure précise de la température par thermographie infrarouge se heurte au manque de connaissance des propriétés radiatives de la scène. En effet, en première approximation, l'éclairement reçu au niveau du capteur à une longueur d'onde donnée dépend de la température de l'objet visé et de son émissivité à cette longueur d'onde. Cependant, le bilan radiatif effectué sur chaque bande spectrale conduit à un système sous-déterminé. Remonter à la température à partir d'une telle mesure nécessite donc la connaissance de l'émissivité de l'objet ou, à défaut, l'utilisation d'inférences et d'approximations sur le système observé [10]. Ainsi, afin de se soustraire au manque de connaissances sur l'émissivité, différentes méthodes de séparation de température et d'émissivité ont été développées dans la littérature. Ces méthodes ont suscité de nombreuses controverses, en particulier à cause de résultats sensibles aux matériaux utilisés ou à l'état de surface de l'objet [10]. L'objectif de cette étude est d'évaluer ces différentes méthodes à l'aide d'un jeu de données simulées. Nous présenterons dans un premier temps le logiciel réalisé sous OpenGL pour simuler la cible étudiée. Dans un second temps, différentes méthodes d'identification de la température et de l'émissivité seront présentées et évaluées. Enfin, des conclusions et perspectives seront proposées.

## 2. Simulation de l'éclairage d'une scène par la méthode des radiosités

### 2.1. Méthode des radiosités

Afin de simuler les données reçues par les capteurs de la caméra, un logiciel proposant une solution directe à l'équation de transfert radiatif (ETR) a été réalisé. Une approche basée sur la méthode des radiosités a été mise en place. La méthode des radiosités permet d'obtenir une approximation de la solution analytique par la résolution d'un système linéaire. Enfin, les progrès réalisés pendant ces deux dernières décennies dans les processeurs graphiques, d'un point de vue logiciel comme matériel permettent aujourd'hui d'étendre la résolution par la méthode des radiosités à de grands systèmes.

Le facteur de forme  $F_{1 \rightarrow 2}$  défini dans l'équation (1) permet de caractériser l'échange radiatif entre deux éléments diffus notés 1 et 2 [9]. Soient  $dA_1$  et  $dA_2$  deux éléments infinitésimaux, orientés de manière arbitraire et d'angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  entre les normales respectives des éléments et le segment de longueur  $r$  reliant les deux barycentres des éléments. On appelle alors « facteur de forme » la fraction d'énergie quittant la surface  $dA_1$  et arrivant à  $dA_2$ . On observe que la formulation de ces facteurs de forme met en évidence la relation géométrique liant les deux surfaces.

$$F_{1 \rightarrow 2} = \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos(\theta_1)\cos(\theta_2)}{\pi r^2} dA_1 dA_2 \quad (1)$$

On peut alors considérer que la radiosité  $B_k$  d'un élément  $k$  est donnée par son émission propre additionnée à la contribution de tous les autres éléments  $j$  sur la scène. Ainsi, pour une bande spectrale donnée et après discrétisation, on obtient un système d'équations linéaires :

$$B_{k,\Delta\lambda_i} = M_{k,\Delta\lambda_i} + (1 - \epsilon_{k,\Delta\lambda_i}) \sum_{j=1, j \neq k}^{j=N_{\text{éléments}}} V_{kj} F_{k \rightarrow j} B_{j,\Delta\lambda_i} \quad (2)$$

où  $V_{kj}$  représente un facteur d'occlusion (présence d'autres éléments à l'intérieur de l'enceinte).

### 2.2. Mise en œuvre sur carte graphique

De multiples méthodes existent afin de calculer les radiosités. Une résolution directe par inversion de matrice est possible mais requiert beaucoup de mémoire et de temps pour de grands systèmes. En 1988, [3] ont introduit la méthode des radiosités progressives. Au lieu de résoudre entièrement le système et de devoir calculer l'ensemble des facteurs de forme pour former la matrice à inverser, une approximation de la solution est faite en ne résolvant qu'une partie du système à chaque itération. Ainsi, seulement une partie des facteurs de forme est calculée et stockée lors d'une itération et l'algorithme peut s'arrêter lorsque l'approximation de la solution est satisfaisante, selon un critère prédéfini (Algorithme 1). Un logiciel en C++ implémentant la méthode des radiosités a donc été réalisé. L'API OpenGL est utilisée pour le rendu graphique des données, permettant de charger une scène 3D préalablement réalisée avec un logiciel de conception assistée par ordinateur. L'utilisation d'OpenGL permet d'exploiter pleinement l'accélération matérielle pour le calcul des radiosités, notamment pour tenir compte de l'obstruction des objets avec un test de profondeur. Au lieu d'utiliser l'algorithme classique des hémicubes [4] pour le calcul des facteurs de forme, nous avons préféré utiliser un hémisphère pour réduire le nombre de rendus et éviter l'utilisation de *cubemaps* [8, 7].

En particulier, depuis la version 4.3 de cette API, les *compute shaders* sont apparus, permettant d'avoir une approche GPGPU tout en exploitant l'API OpenGL, ce qui représente une architecture intéressante pour les radiosités. Cette avancée technologique portée par NVIDIA et AMD se traduit par un portage de l'ensemble des calculs sur le GPU, minimisant ainsi les transferts de mémoire CPU-GPU et conduisant à un gain sur les temps de calcul. Une représentation du "flowchart" de la mise en œuvre de cet algorithme de calcul est proposée sur la figure 1.

**Fonction** RADIOSITES()

**Initialisation**  $radiosites = residus = emission$ ,  $critereArret = \infty$ ,  $i = elementSuivant()$ 
**Tant que**  $critereArret$  non satisfait

 HemiProjection = **projectionHemisphere**( $i$ );

**Pour chaque** pixels d'élément  $j \in HemiProjection$ 
 $F_{ij} = calculerFacteurForme(i,j)$ ;

 $\Delta B = (1 - \epsilon_j) * F_{ij} * residus_i * \frac{A_i}{A_j}$ ;

 $radiosites_j = radiosites_j + \Delta B$ ;

 $residus_j = residus_j + \Delta B$ ;

 $residus_i = 0$ ;

 //La contribution de  $i$  est réinitialisée

 $i = elementSuivant()$ ;

 //choisir  $i$  tel que  $B_i * A_i$  est le plus grand

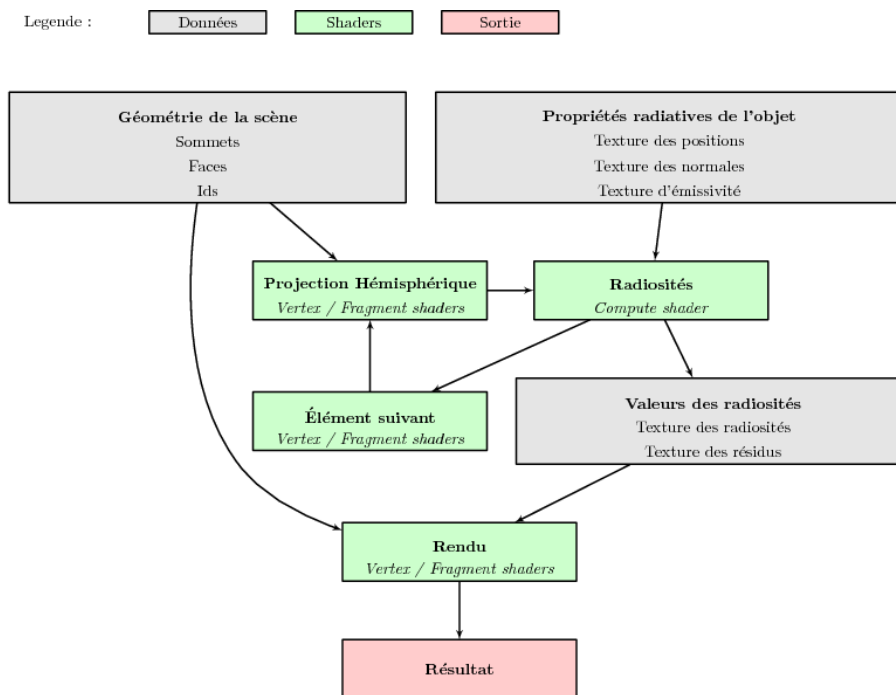
**Algorithme 1** : Pseudo-code pour l'algorithme des radiosités progressives


Figure 1: Représentation des étapes principales de l'algorithme des radiosités progressives avec OpenGL

### 2.3. Conception d'une cible virtuelle

Dans le but d'évaluer la sensibilité des différents algorithmes, une cible (figures 2, 3) constituée de différents matériaux avec des propriétés radiatives bien définies dans une enceinte close a été simulée. Dans l'ensemble de l'étude, on considère que l'émissivité est constante sur une bande spectrale donnée et on se place dans un environnement ambiant à 20.0°C (figure 4). Les matériaux sont des couches minces dont la température (supposée uniforme) est contrôlée. Les matériaux sont numérotés de gauche à droite puis de bas en haut (cf. sur la figure 2).

## 3. Evaluation conjointe de l'émissivité et de la température en thermographie multispectrale

Comme énoncé dans l'introduction, les caméras infrarouges pour la surveillance thermique de structures dans le génie civil sont prometteuses. Cependant, une solution bas coût permettant d'obtenir des résultats avec une précision satisfaisante reste un défi. Nous nous intéresserons ici à ce genre de capteur,

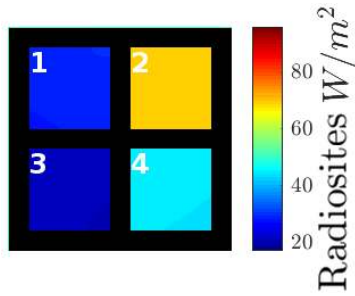


Figure 2: Exemple du résultat d'une simulation pour  $T = 313.15K$  dans la première bande.

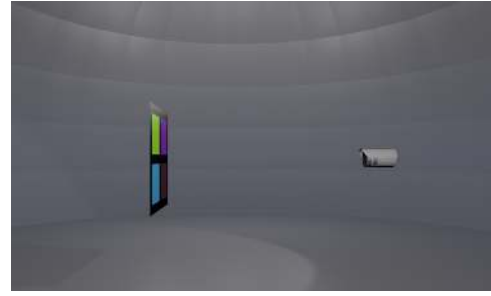


Figure 3: Rendu dans le visible de la caméra, la cible et l'hémisphère pour l'environnement.

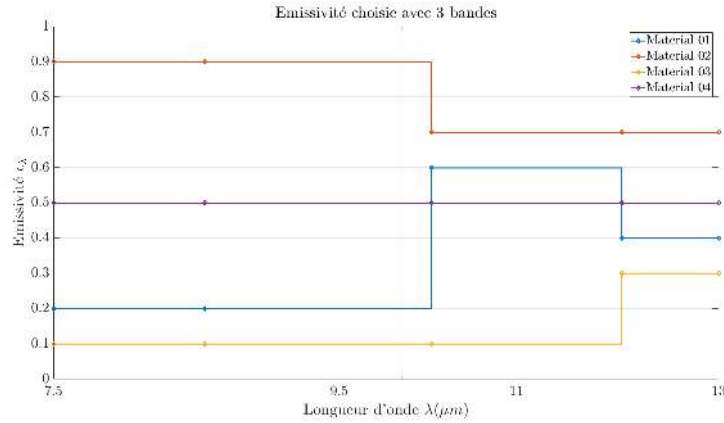


Figure 4: Emissivité spectrale des 4 matériaux de la cible sur la bande  $[7.5\mu m ; 13\mu m]$

situé dans le spectre  $[7.5\mu m ; 13\mu m]$  et possédant un nombre restreint de bandes (3 ici).

Afin d'introduire le problème, nous présentons ici le cas simple d'une mesure entre un objet et un capteur (on introduira par la suite une contribution environnementale mais négligerons l'atténuation atmosphérique dans l'ensemble de l'étude). Dans une telle configuration, le flux reçu par le capteur lors de la mesure pour une direction et une longueur d'onde données peut être exprimé à l'aide de la loi de Bouguer par :

$$\phi_{\text{reçu,capteur},\lambda} = E_{\lambda} * S_{\text{capteur}} = \frac{I_{\lambda} \cos(\theta_{\text{capteur}})}{d^2} S_{\text{capteur}} \quad (3)$$

Avec  $I_{\lambda} = \frac{\phi_{\text{émis,objet},\lambda}}{\Omega}$  et  $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta_{\text{objet}}))$  dans le cadre des hypothèses émises :

$$\phi_{\text{reçu,capteur},\lambda} = \frac{\cos(\theta_{\text{capteur}}) S_{\text{capteur}}}{2\pi(1 - \cos(\theta_{\text{objet}})) d^2} \phi_{\text{émis,objet},\lambda} \quad (4)$$

On obtient alors l'éclairement depuis l'équation précédente en utilisant la loi de Planck :

$$E_{e,\lambda} = g(\theta_{\text{capteur}}, \theta_{\text{objet}}, d) \epsilon(\lambda) \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)} \quad (5)$$

avec  $C_1 = 2hc^2$ ,  $C_2 = \frac{hc}{k}$  et  $g : (\theta_{\text{capteur}}, \theta_{\text{objet}}, d) \rightarrow \frac{S_{\text{source}} \cos(\theta_{\text{capteur}})}{2\pi(1 - \cos(\theta_{\text{objet}})) d^2}$ . En considérant la géométrie du problème connue, cette équation possède deux inconnues : l'émissivité et la température.

En réécrivant cette équation pour  $N$  bandes spectrales, le système devient alors un système de  $N$  équations à  $N + 1$  inconnues. En effet, pour chaque mesure dans une bande spectrale, une nouvelle inconnue est ajoutée : l'émissivité de l'objet aux longueurs d'ondes concernées. Dans la suite, nous raisonnerons sur un spectre discrétisé, en considérant que les quantités précédentes ont été intégrées lors de la mesure sur un ensemble de bandes spectrales  $\Delta\lambda_i$ ,  $i \in \llbracket 1; N \rrbracket$  données. Nous allons maintenant nous intéresser à quatre méthodes pour évaluer  $T$  et  $\epsilon(\Delta\lambda_i)$  à partir de mesures et informations géométriques données.

### 3.1. Estimation par optimisation du problème non linéaire

Afin de pallier la sous-détermination du système, une première solution est d'utiliser un modèle pour l'émissivité.

Différents modèles mathématiques [2, 9] ou physiques [5] ont déjà été abordés dans la littérature. L'équation (5) peut être réécrite :

$$\ln(\gamma_\lambda C_1^{-1} \lambda^5) = \ln(\epsilon(\lambda)) - \ln\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right) \quad (6)$$

où  $\gamma_\lambda = g^{-1}(\theta_{\text{capteur}}, \theta_{\text{objet}}, d) E_{e,\lambda}$ . Ainsi, une première approche est de linéariser l'équation (6) en estimant le logarithme de l'émissivité par un polynôme et en utilisant l'approximation de Wien (résultant en une erreur maximale de 1% [9]). Cependant, cette méthode donne des résultats peu satisfaisants dans la majorité des cas [10]. La version non linéarisée du problème a donc été choisie en prenant la loi de Planck à la place de l'approximation de Wien dans l'équation (6), de modéliser l'émissivité par un polynôme puis d'optimiser le problème contraint suivant à l'aide de la fonction *fmincon* de MATLAB<sup>®</sup> :

$$\arg \min_{\epsilon_{\Delta\lambda_i}, T} \sum_{i=1}^M \left[ \gamma_{\Delta\lambda_i} - \epsilon_{\Delta\lambda_i} * \int_{\Delta\lambda_i} L^\circ(\lambda, T) d\lambda \right]^2 \quad (7)$$

$$\epsilon_{\Delta\lambda_i} = \sum_{j=0}^M a_j \left( \frac{\lambda_i + \lambda_{i+1}}{2} \right)^j ; \quad 0 \leq \epsilon_{\Delta\lambda_i} \leq 1; \quad 200K \leq T \leq 400K$$

où  $L^\circ(\lambda, T)$  est l'émission propre d'un corps noir suivant la loi de Planck. L'optimisation est alors sensible au choix du degré du polynôme  $M$  comme le montre la figure 5 avec la racine carrée de l'erreur quadratique moyenne (RMSE).

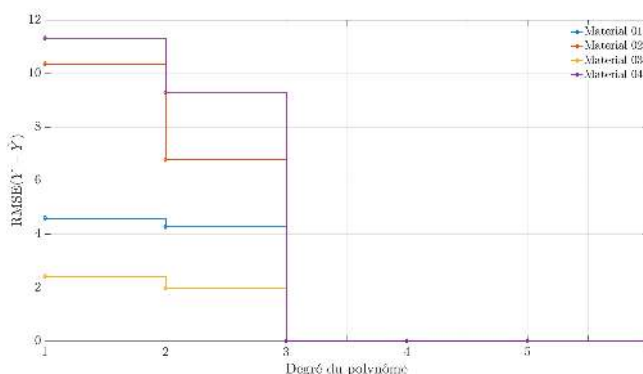


Figure 5: Influence du degré du polynôme sur le résidu défini dans l'équation (7) (équilibre thermique atteint à 333.15K)

### 3.2. Méthode Temperature-Emissivity Separation (TES)

De nombreuses méthodes de séparation d'émissivité et de température ont été développées dans le domaine de l'aéroporté et satellitaire. La méthode TES [6] a été développée afin d'évaluer la température et l'émissivité de la surface terrestre avec les mesures multispectrales de l'ASTER (Advanced Space-borne Thermal Emission and Reflection Radiometer) sur le satellite TERRA. La méthode TES est basée sur les méthodes NEM (Normalized Emissivity Method), RM (Ratio Method) et MMD (Maximum-Minimum Difference). Pour une bande spectrale  $\Delta\lambda_i$  donnée, et en considérant la contribution de l'environnement au système, l'équation (5) devient :

$$\gamma_{\Delta\lambda_i} = \epsilon_i(\Delta\lambda_i) L^\circ(\Delta\lambda_i, T) + (1 - \epsilon_i(\Delta\lambda_i)) L_{env}(\Delta\lambda_i) \quad (8)$$

La méthode NEM consiste à supposer l'émissivité maximale sur une des bandes connue. On évalue alors pour chaque bande une température estimée à partir de cette émissivité maximale en inversant la loi de

Planck :

$$T(\Delta\lambda_i) = L^{\circ-1} \left[ \frac{\gamma_{\Delta\lambda_i} - L_{env}(\Delta\lambda_i)}{\epsilon_{max}} + L_{env}(\Delta\lambda_i) \right] \quad (9)$$

Une estimation de la température est alors donnée par  $\tilde{T} = \max[\text{sgn}(\gamma_{\lambda} - L_{env})T(\lambda)]$  à partir de laquelle on peut déduire une valeur d'émissivité ( $\tilde{\epsilon}(\Delta\lambda_i)$ ). La méthode RM donne alors le spectre relatif suivant :

$$\beta(\Delta\lambda_i) = \frac{\tilde{\epsilon}(\Delta\lambda_i)}{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \tilde{\epsilon}(\Delta\lambda_j)} \quad (10)$$

Finalement, la méthode TES s'appuie sur une corrélation permettant d'estimer l'émissivité, donné par la méthode MMD à partir du spectre relatif précédent :

$$\epsilon(\Delta\lambda_i) = (a - b * (\beta_{max} - \beta_{min})^c) \frac{\beta(\Delta\lambda_i)}{\beta_{min}} \quad (11)$$

où les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont obtenus à partir d'une base de données préalablement établie et représentative des données observées. On prendra ici les coefficients donnés dans [6] ( $a = 0.994$ ,  $b = 0.687$  et  $c = 0.737$ ).

### 3.3. Estimation en considérant des mesures temporelles (Multi température)

Dans le cas de mesures *in-situ* long terme qui concernent certaines de nos applications, il est possible d'émettre l'hypothèse que sur un ensemble de mesures, la température ait varié mais que les conditions météorologiques soient sensiblement les mêmes et que l'émissivité n'ait pas changé. L'ajout de mesures à une nouvelle température permet alors d'obtenir un système de  $2N$  équations à  $N + 2$  inconnues auquel cas la résolution du système devient possible. Comme précédemment, nous allons transformer le système en un problème d'optimisation non linéaire en ajoutant cette fois-ci les nouvelles données en température. L'équation (7) devient alors :

$$\begin{aligned} \arg \min_{\epsilon_{\Delta\lambda_i}, T_1, T_2} \sum_{i=1}^N \left[ \gamma_{\Delta\lambda_i, T_1} - \epsilon_{\Delta\lambda_i} * \int_{\Delta\lambda_i} L^{\circ}(\lambda, T_1) d\lambda \right]^2 + \left[ \gamma_{\Delta\lambda_i, T_2} - \epsilon_{\Delta\lambda_i} * \int_{\Delta\lambda_i} L^{\circ}(\lambda, T_2) d\lambda \right]^2 \\ \epsilon_{\Delta\lambda_i} = \sum_{j=0}^M a_j \left( \frac{\lambda_i + \lambda_{i+1}}{2} \right)^j ; \quad 0 \leq \epsilon_{\Delta\lambda_i} \leq 1; \quad 200K \leq T_1 \leq 400K; \quad 200K \leq T_2 \leq 400K \end{aligned} \quad (12)$$

### 3.4. Méthode Bayésienne

De multiples méthodes Bayésiennes ont été développées afin de répondre au problème d'estimation conjointe de l'émissivité et de la température, en particulier dans le domaine de l'aéroporté. Une méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC) réalisée pour de l'imagerie hyperspectrale a été ajoutée à nos méthodes de test [1]. Dans notre cas, à partir de mesures  $\gamma$ , on cherche à estimer la distribution de la température et de l'émissivité, respectivement  $p(T|\gamma)$  et  $p(\epsilon|\gamma)$ . Cependant, étant donné que la densité conjointe *a posteriori* de  $\epsilon$  et  $T$   $p(T, \epsilon|\gamma)$  ne peut se calculer analytiquement, on adopte une approche par échantillonnage de type MCMC. Ainsi, à partir d'hypothèses *a priori* sur la distribution de nos variables (voir équation (13)), et d'un ensemble de mesures, la loi *a posteriori* de l'émissivité et de la température peut être échantillonnée. Les probabilités conditionnelles  $p(\epsilon|T, \gamma)$  et  $p(T|\epsilon, \gamma)$  sont obtenues grâce à un échantillonneur de Gibbs. On suppose que l'émissivité possède une distribution gaussienne et que la température suit une loi uniforme (voir équation (13)). Les probabilités conditionnelles sont données dans [1].

$$\begin{aligned} \epsilon &\approx \mathcal{N}(\boldsymbol{\mu}_{\epsilon}, \boldsymbol{\Sigma}_{\epsilon}) \\ T &\approx \mathcal{U}(T_{min}, T_{max}) \end{aligned} \quad (13)$$

On choisit ici  $T_{min}$  et  $T_{max}$  tels que  $15 \leq |T_{min} - T_{max}| \leq 20$  et  $T_{material} \in [T_{min}; T_{max}]$  où  $T_{material}$  représente la température recherchée.

$$\boldsymbol{\mu}_\epsilon = \begin{pmatrix} 0.6 \\ 0.6 \\ 0.6 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\Sigma}_\epsilon = \begin{pmatrix} 1 & 0.8 & 0.8 \\ 0.8 & 1 & 0.8 \\ 0.8 & 0.8 & 1 \end{pmatrix} \quad (14)$$

#### 4. Comparaison des algorithmes

Les algorithmes ont été implémentés puis appliqués aux données simulées. Nous nous intéresserons à l'erreur faite en émissivité et température selon les propriétés des matériaux et selon leur température initiale. Les simulations ont été effectuées sur trois bandes spectrales :  $\Delta\lambda_1 = [7.5\mu m; 9.5\mu m]$ ,  $\Delta\lambda_2 = [9.5\mu m; 11\mu m]$ ,  $\Delta\lambda_3 = [11\mu m; 13\mu m]$  et les matériaux sont tous à la même température variant de  $293.15K$  à  $353.15K$ . La température environnante est à  $293.15K$ .

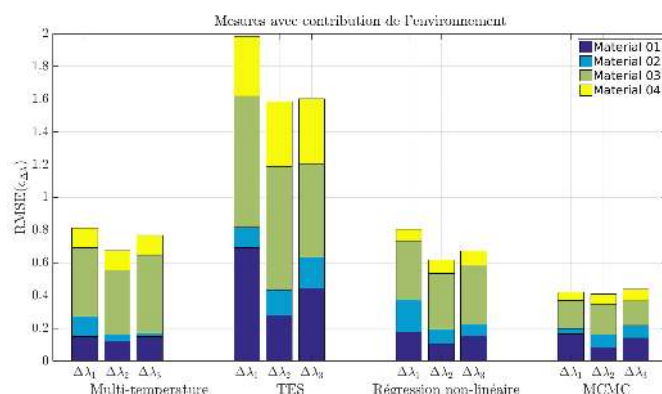


Figure 6: Erreur faite sur l'estimation de l'émissivité des matériaux pour les 4 méthodes

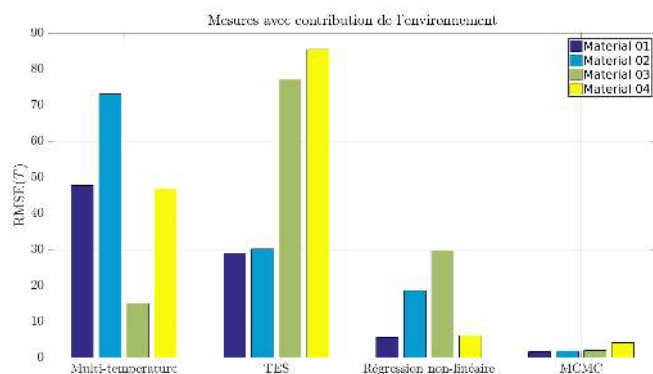


Figure 7: Erreur faite sur l'estimation de la température des matériaux pour les 4 méthodes

Dans le cas de la résolution non linéaire contrainte du problème, le système est mal conditionné. La valeur finale dépend donc du point d'initialisation. Ainsi, la solution finale aura un biais qui sera dépendant de ce point initial. Nous réalisons donc plusieurs fois la résolution avec des points choisis aléatoirement sur l'ensemble de solutions et retenons le résultat avec l'erreur de reprojction la plus faible. On observe cependant que l'erreur commise peut être importante aussi bien pour la température que l'émissivité. Pour la méthode multi-temporelle, il est à noter que l'approximation faite sur le système est très forte. En réalité, on a une corrélation entre les deux mesures qui n'entraîne pas une simple résolution du problème [10] et qui explique les erreurs commises sur les estimations. Il est à noter que la comparaison avec l'algorithme TES n'est pas forcément juste. En effet, la relation empirique (11) s'applique selon une base de données d'un ensemble de matériaux réels. Cependant, les émissivités que nous avons choisies ici n'ont pas de signification physique. Quoiqu'il en soit, cette relation n'est pas universelle et peut engendrer d'importantes erreurs comme le montrent les résultats de la figure 6.

On remarque finalement que l'algorithme MCMC donne des résultats plus intéressants que les autres méthodes, en particulier pour la température (voir figure 7) et ce malgré un choix arbitraire des valeurs d'émissivités. Cet algorithme reste sensible au choix des distributions pour  $\epsilon$  et  $T$ . La distribution  $p(\epsilon)$  a été prise de façon arbitraire mais elle pourrait être déterminée selon une base de données de matériaux [1]. De plus, sous réserve de l'absence de source interne et pour des conditions environnementales données, il est envisagé de considérer un intervalle de température plus restreint en affinant la loi uniforme (13)

## 5. Conclusion

Une cible virtuelle constituée de matériaux aux diverses propriétés radiatives a été étudiée et simulée avec un logiciel conçu pour cette étude. L'identification simultanée de l'émissivité et de la température dépend de l'efficacité de la résolution du système d'équations associé qui est sous-déterminé. Ce problème ne peut pas être résolu sans l'introduction d'hypothèses *a priori* en lien avec la physique. Les différentes méthodes étudiées dans ce travail ne donnent pas, à ce stade, entière satisfaction, notamment pour une application multispectrale *in-situ* long terme. Les méthodes d'optimisation non-linéaires sont basées sur des approximations mathématiques arbitraires qui ne traduisent pas forcément la physique ; la méthode TES utilise des modèles physiques qui ne peuvent s'appliquer que pour des cas restreints. Cependant, l'approche Bayésienne présente des résultats encourageants mais reste sensible aux modèles statistiques sous-jacents. Toutefois, une extension du modèle présenté pour des mesures *in-situ* long terme à bas coût semble possible en ajoutant de nouvelles informations issues d'une combinaison multi-capteur. Ainsi, les inférences statistiques pourraient être établies et adaptées en temps réel. De plus, il est à noter que la simulation a été effectuée dans des conditions favorables. La prochaine étape sera donc d'ajouter du bruit de mesure ainsi que des conditions environnementales variables.

## Références

- [1] Joshua N. Ash and Joseph Meola. Temperature-emissivity separation for LWIR sensing using MCMC. volume 9840, page 98401O. International Society for Optics and Photonics, May 2016.
- [2] P. B. Coates. Multi-wavelength pyrometry. *Metrologia*, 17(3) :103, 1981.
- [3] Michael F. Cohen, Shenchang Eric Chen, John R. Wallace, and Donald P. Greenberg. A progressive refinement approach to fast radiosity image generation. *ACM SIGGRAPH computer graphics*, 22(4) :75–84, 1988.
- [4] Michael F. Cohen and Donald P. Greenberg. The hemi-cube : A radiosity solution for complex environments. In *ACM SIGGRAPH Computer Graphics*, volume 19, pages 31–40. ACM, 1985.
- [5] Th. Duvaut. Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry : Application to metals. *Infrared Physics & Technology*, 51(4) :292–299, March 2008.
- [6] Alan Gillespie, Shuichi Rokugawa, Tsuneo Matsunaga, J Steven Cothorn, Simon Hook, and Anne B Kahle. A Temperature and Emissivity Separation Algorithm for Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer (ASTER) Images. *IEEE TRANSACTIONS ON GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING*, 36(4) :14, 1998.
- [7] Greg Coombe and Mark Harris. Chapter 39. Global Illumination Using Progressive Refinement Radiosity. In *GPU Gems : Programming Techniques for High-Performance Graphics and General-Purpose Computation*, volume 2.
- [8] Wolfgang Heidrich and Hans-Peter Seidel. *View-Independent Environment Maps*. The Eurographics Association, 1998.
- [9] J.R. Howell, R. Siegel, and M.P. Pinar. *Thermal Radiation Heat Transfer*. CRC Press, 5th edition, 2010.
- [10] Jean-Claude Krapez. Radiative Measurements of Temperature. In *Thermal Measurements and Inverse Techniques*, Heat transfer. CRC Press, Boca Raton, FL, 2011. OCLC : ocn587104377.

**Remerciements** - Les auteurs tiennent à remercier la région Bretagne pour son support.



# Refroidissement d'une baie informatique par freecooling au sein d'un bâtiment exothermique

Yazid KACED<sup>1\*</sup>, Stéphane LE MASSON<sup>2</sup>, David NÖRTERSCHÄUSER<sup>2</sup>, Patrick GLOUANNEC<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut de Recherche Dupuy de Lôme, PTR Systèmes Énergétiques et Procédés Thermiques, Université de Bretagne Sud, BP 92116, 56321 Lorient Cedex Rue de Saint-Maudé, 56100 Lorient

<sup>2</sup> Orange Labs, Avenue Pierre Marzin, 22300 Lannion

\* (auteur correspondant : [yazid.kaced@univ-ubs.fr](mailto:yazid.kaced@univ-ubs.fr))

**Résumé** - L'étude présentée concerne un bâtiment exothermique. Une baie équipée de deux racks est installée à l'intérieur du bâtiment. Chaque rack dispose de 4 résistances chauffantes. Ces résistances permettent de simuler des équipements informatiques réels. Le système de refroidissement est assuré par une double circulation d'air à contre-courant au sein de 3 parois verticales du bâtiment. De l'air frais venant de l'extérieur circule du côté externe. Le circuit fermé d'air interne permet d'évacuer la puissance dissipée par les racks grâce à un flux d'air traversant. Les deux circuits d'air sont séparés par une paroi conductrice de chaleur. Un modèle numérique est développé sous Trnsys et Trnflow afin de simuler l'ensemble du bâtiment. Une comparaison de grandeurs simulées et mesurées est réalisée.

## Nomenclature

### Symboles

$T$  Température, °C

$P$  Puissance, W

$Q_v$  Débit volumique, m<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>

Esol Eclairement solaire, W.m<sup>-2</sup>

### Symboles grecs

$\rho$  Masse volumique, kg.m<sup>-3</sup>

$c_p$  Capacité thermique, J.kg<sup>-1</sup>.°C<sup>-1</sup>

$\Delta$  Différence

### Indices

exp Expérience

sim Simulation

ent Entrée

sor Sortie

souf Soufflage

rep Reprise

vint Veine d'air intérieure

vext Veine d'air extérieure

## 1. Introduction

Le fonctionnement des équipements informatiques dans les centres de données induit des apports de chaleur très conséquents [1, 2]. Une grande partie de l'énergie électrique consommée par les équipements informatiques est transformée en chaleur. Il est donc nécessaire de disposer de systèmes de refroidissement performants d'autant plus que les normes imposent des plages restreintes de température et d'humidité. La consommation électrique dédiée au maintien en température des systèmes peut représenter plus de la moitié de consommation totale d'un centre de données [3, 4].

En termes de consommation d'énergie, le free-cooling s'avère une solution intéressante lorsque les conditions climatiques extérieures sont favorables. Des statistiques menées en 2011 ont révélé que 50% des centres de données ont recours au free-cooling pour leur système de refroidissement [5].

Le concept du bâtiment exothermique consiste à assurer le refroidissement par une circulation de l'air extérieur au sein de l'enveloppe [6] ; un échangeur air/air à contre-courant est intégré au sein de plusieurs parois. Quand la température de l'air extérieur est inférieure à la valeur de consigne, un débit d'air est imposé dans la veine d'air externe. Ce concept apporte les avantages du free-cooling et limite les inconvénients [7]. En effet, dans ce cas il

n'existe pas de mélange entre le flux d'air interne et externe ce qui permet de s'affranchir des problèmes liés à l'apport de polluants, poussières et d'humidité.

A l'intérieur des centres de données, la répartition spatiale la plus utilisée consiste à disposer les baies en rangées. De l'air frais soufflé à l'entrée de la baie est aspiré par des extracteurs placés en sortie. On a ainsi de l'air plus chaud en sortie. Ce système permet d'obtenir une alternance entre les allées chaudes et froides dans un centre de données [8]. Les phénomènes de recirculation et de bypass entre le flux d'air frais et chaud sont souvent rencontrés dans ce type de configuration [9]. Afin d'éliminer ces phénomènes et d'améliorer l'efficacité du refroidissement, des frontières physiques sont créées entre l'allée froide et l'allée chaude. Cette solution appelée « confinement » améliore le rendement de la climatisation et prolonge la durée de vie des équipements [10, 11]. Par contre, en cas de panne de la ventilation, le confinement limite le renouvellement d'air ce qui induit une augmentation rapide de la température des équipements.

La simulation thermique dynamique permet d'analyser les performances du refroidissement dans les bâtiments. Ainsi, TRNSYS a été utilisée pour simuler un centre de données par une représentation multizones et un apport de chaleur [12, 13].

L'objet de cette communication est de présenter l'expérimentation et la modélisation mise en œuvre pour évaluer le refroidissement par « free-cooling » de baies installées dans un petit bâtiment comportant une veine d'air externe et une veine d'air interne en recirculation. Après un descriptif des systèmes et de l'instrumentation mise en œuvre le modèle numérique développé est présenté. Ce modèle développé sur TRNSYS/TRNFLOW en s'appuyant sur les mesures réalisées est exploité pour appréhender le comportement thermo-aéraulique de l'installation. La dernière partie est dédiée à la comparaison de résultats expérimentaux et simulés.

## 2. Descriptif de l'expérience

### 2.1. Descriptif du bâtiment

Il s'agit d'un bâtiment de volume intérieur  $42 \text{ m}^3$  installé sur le site de Orange Labs à Lannion. Les murs extérieurs sont des parois multicouches (béton, polystyrène et plâtre). Une porte métallique est installée sur la paroi nord du bâtiment. Au sein des parois verticales orientées Est, Sud et Ouest, sont aménagées deux lames d'air sur toute la hauteur interne séparées par une paroi métallique d'une surface réelle (dépliée) totale de  $140 \text{ m}^2$  (Figure 2) [14].

La Figure 1-a présente la configuration interne du bâtiment. Deux veines d'air ont été créées à l'intérieur du côté Est et Ouest pour avoir une recirculation d'air interne (couleur orange). La hauteur de chacune de ces veines a été réduite pour minimiser les pertes de charge.

La Figure 1-b permet de visualiser les deux circuits d'air :

- Une circulation d'air extérieur (flèches bleues) assurée par un ventilateur centrifuge avec une entrée d'air par la paroi Est et une sortie par la paroi Ouest.

- Une recirculation de l'air intérieur assurée par quatre ventilateurs centrifuges disposés verticalement du côté Ouest : l'air frais est soufflé via des ouvertures de  $20 \times 15 \text{ cm}^2$  installées en position basse de la cloison Est. L'air qui se réchauffe lors de la traversée de la baie et est repris par des bouches installées en position haute de la cloison Ouest.

L'air chaud repris se refroidit tout au long du circuit grâce à l'échange thermique qui se fait avec la veine d'air extérieure via la paroi métallique. Ce concept permet de refroidir la baie ainsi que le bâtiment grâce aux conditions extérieures.

Les ventilateurs centrifuges alimentés en courant alternatif sont pilotés par une tension 0-10V. Un rideau à lanières est installé à l'intérieur du bâtiment afin d'isoler l'espace contenant les baies.

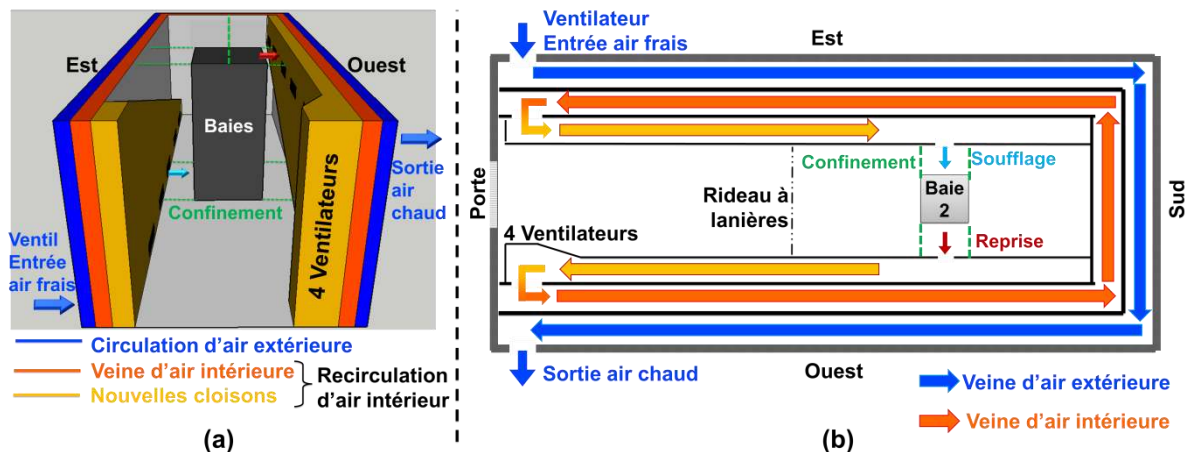


Figure 1 : (a) Configuration interne du bâtiment (b) Vue de dessus

## 2.2. Descriptif de la baie

La baie de 0.6 x 0.6 x 2 m est équipée de deux racks placés à deux hauteurs différentes (Figure 2). Chaque rack contient 4 résistances chauffantes disposées horizontalement et quatre ventilateurs axiaux installés sur la face arrière. Un convergent est installé à l'entrée de chaque rack afin de canaliser le flux d'air et d'en mesurer le débit.

L'air est soufflé par la face avant de la baie et l'air chaud est repris par la face arrière. Le flux d'air traversant le rack est donc fonction du débit de recirculation et de la tension de commande appliquée aux ventilateurs des racks. Le confinement des allées froide et chaude est réalisé par la fixation de parois au-dessus et sur les deux côtés de la baie. La puissance dissipée par les résistances chauffantes est pilotée via un relais statique commandé par une tension 0-10V.

## 2.3. Instrumentation

Les conditions climatiques sont mesurées à proximité du bâtiment (Température et humidité, vitesse et direction du vent, ensoleillement) toutes les 10 minutes.

Les températures d'air et de surface au sein de l'installation sont mesurées par des thermocouples de type K de précision  $\pm 0,5^\circ\text{C}$ . Soixante thermocouples sont installés à l'intérieur du bâtiment et au niveau de la baie, sur les surfaces intérieures et extérieures ainsi que dans les veines d'air en différents points (entrée, sortie...) [15]. Pour appréhender le refroidissement des baies, les températures d'air sont mesurées au niveau de la bouche de soufflage et de reprise, en entrée et sortie de chaque rack, et dans les quatre côtés qui entourent la baie à deux hauteurs différentes (Figure 2). La température de surface d'une résistance est également mesurée dans chaque rack.

L'ensemble des thermocouples est relié à une centrale de mesures, le pas d'acquisition est de 10 minutes. L'ensemble de la chaîne thermocouple-centrale est étalonné en utilisant un bain thermostaté régulé par une sonde platine.

Le débit de circulation de l'air extérieur est mesuré au niveau de la bouche de sortie et le débit de recirculation de l'air intérieur au niveau de la bouche de soufflage.

La mesure de ces débits est réalisée par le biais d'un convergent avec un ratio de 1,5. La mesure du différentiel de pression s'effectue par un micro manomètre (FCO560) avec une incertitude inférieure à 0,1%+0,003 Pa. L'incertitude sur le débit d'air est donc à  $\pm 10\%$ .

Le débit d'air est également mesuré à l'entrée de chaque rack en se servant du convergent mis en place pour canaliser le flux d'air autour des résistances.

La puissance électrique consommée par les résistances chauffantes est mesurée par un énergie mètre Fluke 434. La précision de mesure est de  $\pm 10\%$ .

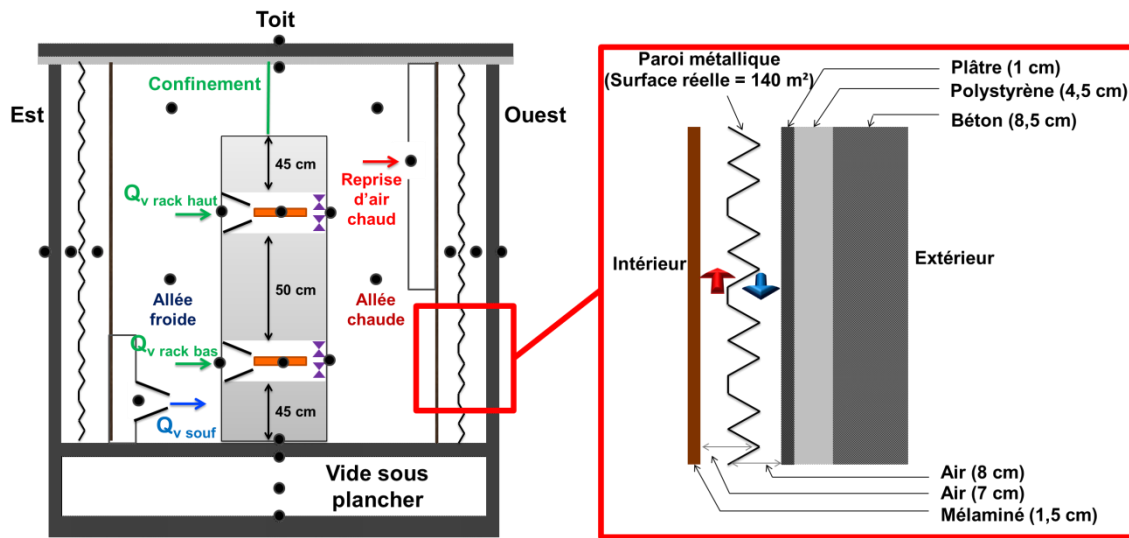


Figure 2 : Coupe droite au niveau de la baie

### 3. Descriptif du modèle numérique

TRNSYS est un programme de simulation dynamique des systèmes. Il permet de modéliser un bâtiment grâce à une représentation multizone. La modélisation des écoulements d'air est réalisée sous TRNFLOW qui est une interface permettant l'intégration du modèle aéraulique COMIS au modèle thermique multizone du bâtiment représenté par le composant « Type 56 ».

Le modèle thermo-aéraulique mis en œuvre est présenté (Figure 3). Pour la baie et son environnement proche, trois zones sont retenues : une zone avec trois nœuds thermiques pour la baie, une zone à deux nœuds thermiques pour l'allée froide, et une zone à deux nœuds thermiques pour l'allée chaude [14]. Le volume intérieur est représenté par 3 zones dont deux zones sont adjacentes à la baie.

La veine d'air extérieure est décomposée en trois zones, chaque zone correspondant à une paroi « Est », « Ouest » et « Sud ». Ce découpage permet de simuler l'écart de température d'air entre l'entrée et la sortie. La veine d'air intérieure est traitée de la même façon, elle est décomposée en trois zones. Le vide sous plancher est également pris en compte par une zone.

La modélisation des écoulements d'air dans le bâtiment est réalisée en couplant TRNFLOW. Ce couplage introduit des nœuds externes représentatifs d'une pression qui permettent la modélisation de l'environnement extérieur : pression en fonction de la vitesse et de l'orientation du vent. Des nœuds auxiliaires sont utilisés pour les systèmes de ventilation. Les nœuds sont liés par différents types de liaison. Les ventilateurs permettent la circulation d'air extérieure et la recirculation d'air intérieure. Les veines d'air extérieure et intérieure sont

considérées comme étant des conduites rectangulaires. Enfin, le type « fissure » est utilisé pour modéliser les infiltrations d'air via les parois de confinement et la via la porte.

Le débit d'air est calculé en fonction de la différence de pression entre deux nœuds. Ce débit est utilisé par le modèle thermique pour calculer la nouvelle température du nœud thermique.

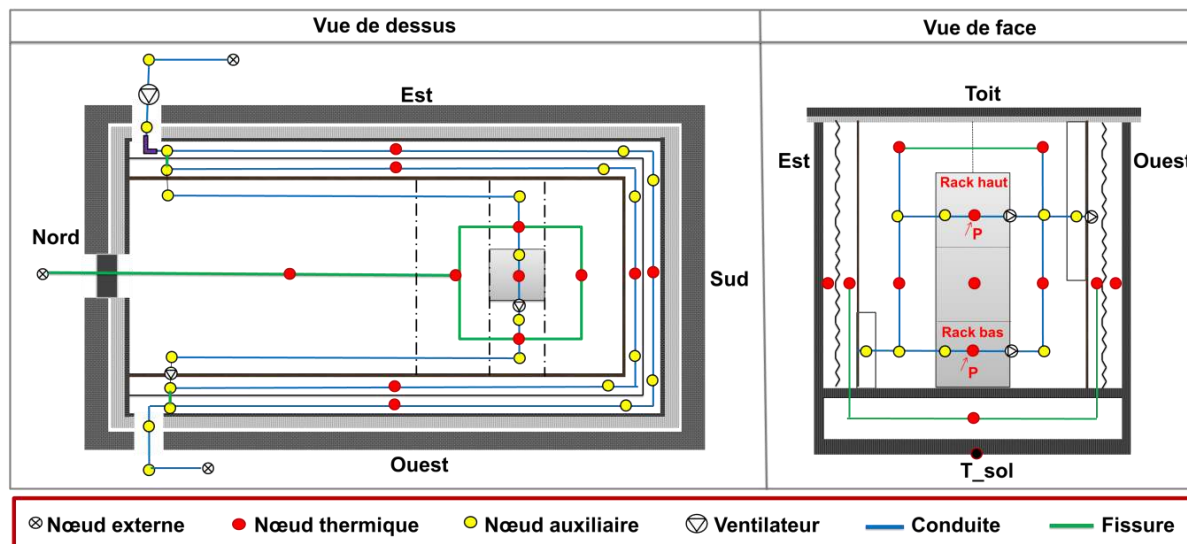


Figure 3 : Schéma du modèle numérique

Les conditions climatiques mesurées expérimentalement sont des paramètres d'entrée du modèle. La température du sol mesurée sous le plancher est une condition limite. La puissance dissipée par les résistances chauffantes est un apport interne dans la zone représentative des deux racks. Cet apport est identique dans chaque rack (la moitié de la puissance totale est dissipée dans chaque rack).

L'étanchéité du bâtiment étant imparfaite, des fissures sont introduites dans le modèle et les valeurs affinées par confrontation simulation – mesures. Par ailleurs le débit de recirculation de l'air intérieur étant mesuré uniquement au niveau du soufflage celui-ci est également calé grâce à une étude paramétrique.

## 4. Résultats et discussions

### 4.1. Analyse des températures

Les valeurs des différents paramètres opératoires utilisés durant ce test sont présentées Figure 4 : la puissance totale dissipée par l'ensemble des résistances ( $P_{dis}$ ) passe de 550W à 820W. Le débit de circulation d'air dans la veine extérieure ( $Q_v \text{ vext}$ ) est de  $250 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  ; le débit de recirculation d'air dans la veine intérieure ( $Q_v \text{ vint}$ ) est de  $230 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et enfin le débit d'air traversant chaque rack ( $Q_v \text{ rack}$ ). Le débit d'air traversant le rack bas ( $180 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) est légèrement plus important que celui du rack haut ( $150 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ). Tous les débits d'air restent constants durant la période des tests.

La Figure 5 présente les conditions climatiques à savoir la température d'air et l'ensoleillement. Des pics de températures sont enregistrés sur quelques jours. Cependant, l'évolution de l'ensoleillement est similaire pendant la période du test sauf pour la journée du 20/08.

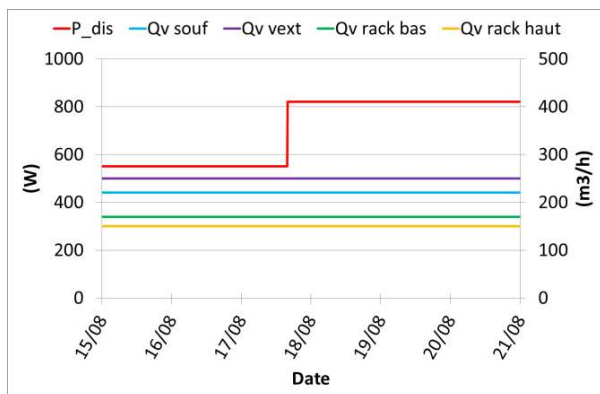


Figure 4 : Paramètres opératoires

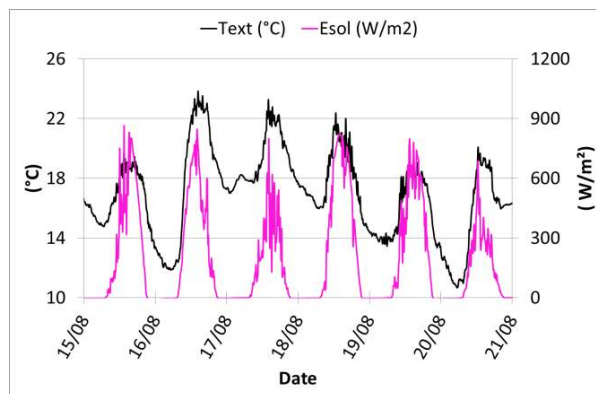


Figure 5 : Conditions climatiques

La Figure 6 présente les températures mesurées en entrée et sortie de la veine d'air extérieure ( $T_{\text{vext\_ent}}$  et  $T_{\text{vext\_sor}}$ ). On remarque la présence d'un déphasage temporel entre les pics des deux températures (entrée et sortie de la veine). Ce déphasage est dû au temps de séjour de l'air dans la veine extérieure estimé à 4,5h, mais aussi à l'inertie du bâtiment. La comparaison entre la simulation et l'expérience est satisfaisante. Les températures d'air simulées et mesurées à l'entrée de la veine extérieure sont identiques. En effet, cette dernière est imposée comme condition limite dans le modèle.

Les températures d'air au soufflage ( $T_{\text{souf}}$ ) et à la reprise ( $T_{\text{rep}}$ ) sont données en Figure 7. L'écart entre ces deux températures augmente avec la puissance dissipée. La température de soufflage simulée est similaire à celle mesurée. Néanmoins, un écart qui reste faible est constaté entre la simulation et l'expérience au niveau de la reprise (inférieur à  $2^{\circ}\text{C}$ ).

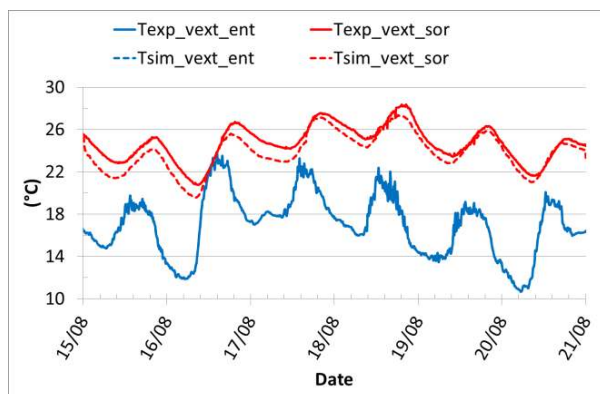


Figure 6 : Températures d'air à l'entrée et à la sortie de la veine extérieure

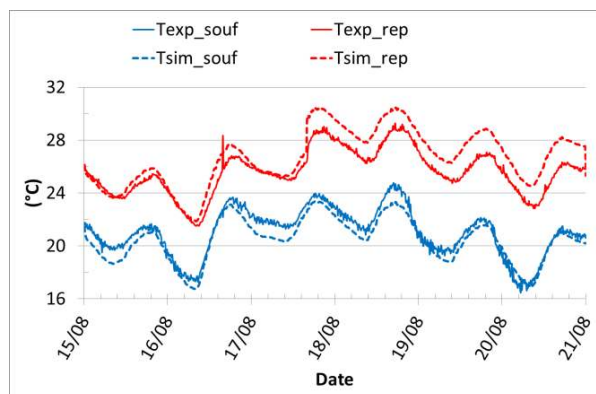


Figure 7 : Températures de soufflage et de reprise

Les températures d'air en entrée et en sortie du rack bas ( $T_{\text{ent\_rb}}$  et  $T_{\text{sor\_rb}}$ ) et du rack haut ( $T_{\text{ent\_rh}}$  et  $T_{\text{sor\_rh}}$ ) sont présentées respectivement sur la Figure 8 et Figure 9. Il existe un écart de température de moins de  $1^{\circ}\text{C}$  entre l'entrée du rack haut et l'entrée du rack bas. Cet écart est dû à la position de chaque rack. En effet, le rack bas est plus proche de la bouche de soufflage d'air frais et le débit traversant ce rack bas est plus important. Par conséquent, la température d'air en sortie du rack haut est plus élevée que la température d'air en sortie du rack bas.



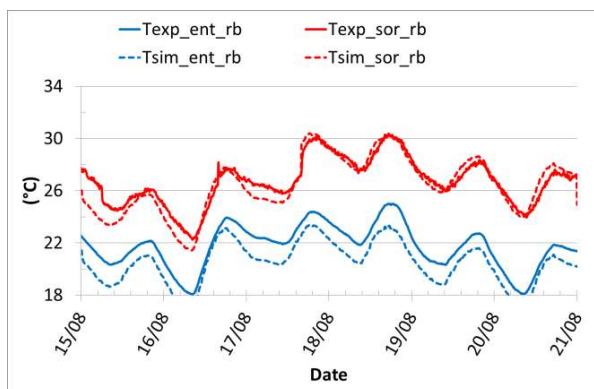


Figure 8 : Température à l'entrée et à la sortie du « rack bas »

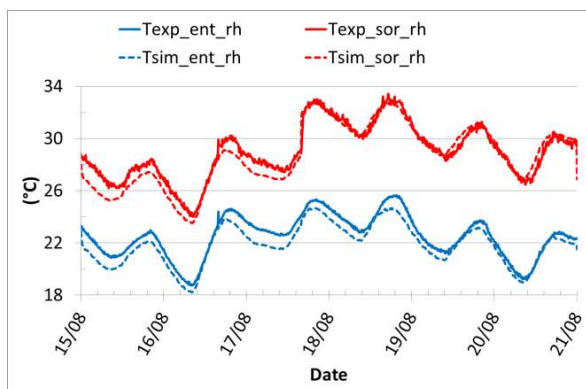


Figure 9 : Température à l'entrée et à la sortie du « rack haut »

## 4.2. Bilan thermique

La réalisation d'un bilan thermique permet d'estimer la puissance évacuée par la circulation d'air extérieure, la recirculation d'air intérieur, et le flux d'air traversant la baie :

$$P = \frac{Qv}{3600} \cdot \rho \cdot cp \cdot \Delta T \quad (1)$$

Les différentes températures sont moyennées sur une période de test correspondante à un niveau de puissance fixé (550W et 820W). On calcul alors la différence de températures ( $\Delta T$ ) moyennes.

Les puissances évacuées moyennes obtenues sont présentées (Figure 10) pour deux niveaux de puissances dissipées (550W et 820W). Pour une puissance de 820W, on constate qu'environ 80% de la puissance est évacuée par la recirculation d'air intérieur et la circulation d'air extérieur grâce à l'échange de chaleur à travers la paroi métallique. Cet échange est important grâce à la convection forcée élevée dans chaque veine, et la surface métallique pliée qui permet d'augmenter la surface d'échange (surface totale de 140 m<sup>2</sup>).

La consommation totale des ventilateurs (intérieur et extérieur) n'a pas varié (595 W) durant la période des tests car les débits d'air sont restés constants. Néanmoins, le calcul du PUE (power usage effectiveness) permet d'évaluer le rendement de cette solution de refroidissement dans le bâtiment :

$$PUE = \frac{P_{résistances+ventilateurs\ baie} + P_{ventilateurs\ int + ext}}{P_{résistances+ventilateurs\ baie}} \quad (2)$$

La valeur du PUE obtenue pour une dissipation de puissance de 550W est de 2,06. Cette valeur passe à 1,70 lorsqu'on augmente la dissipation de puissance. Ces valeurs sont importantes et des études sont en cours (avec plusieurs baies et avec différents débits de soufflage) afin d'améliorer l'efficacité du système qui est meilleure sur un bâtiment plus grand [6].

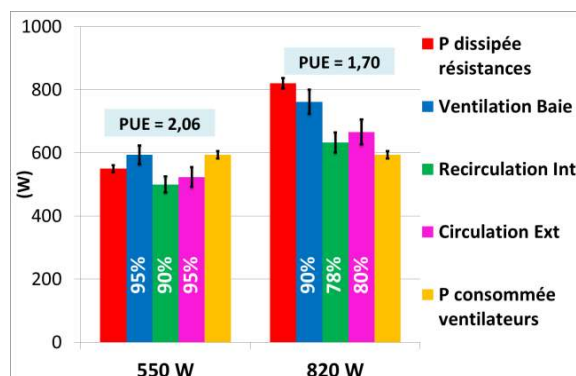


Figure 10 : Bilan thermique pour deux valeurs de puissance dissipée

## 5. Conclusion

Ce travail présente une étude expérimentale et numérique sur un bâtiment exothermique avec une baie équipée de deux racks. La baie qui dissipe la chaleur est refroidie par un système de freecooling indirect grâce à une double circulation d'air dans les parois verticales.

Un modèle numérique a été développé dans un premier temps pour étudier le comportement thermo-aéraulique de la baie avec son flux d'air traversant. Ce modèle a été utilisé dans cette étude afin de développer un modèle numérique plus détaillé représentant l'ensemble du bâtiment. Les différentes températures obtenues en simulation sont similaires à celles mesurées. Par ailleurs, le bilan thermique réalisé est satisfaisant.

D'autres tests vont être réalisés avec trois baies afin d'avoir un fonctionnement représentatif d'un petit centre de données et améliorer le rendement de cette solution de refroidissement.

## Références

- [1] S. V. Garimella, L.-T. Yeh, and T. Persoons, "Thermal management challenges in telecommunication systems and data centers," *Compon. Packag. Manuf. Technol. IEEE Trans. On*, vol. 2, no. 8, pp. 1307–1316, 2012.
- [2] F. Douchet, D. Nortershauser, S. Le Masson, and P. Glouannec, "Experimental and numerical study of water-cooled datacom equipment," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 84, pp. 350–359, Jun. 2015.
- [3] K. Ebrahimi, G. F. Jones, and A. S. Fleischer, "A review of data center cooling technology, operating conditions and the corresponding low-grade waste heat recovery opportunities," *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 31, pp. 622–638, Mar. 2014.
- [4] S. F. Hassan, M. Ali, U. Perwez, and A. Sajid, "Free Cooling Investigation of RCMS Data Center," *Energy Procedia*, vol. 75, pp. 1249–1254, Aug. 2015.
- [5] J. Kaiser, "Survey results: Data center economizer use," *Green Grid Rep*, 2011.
- [6] S. Le Masson and D. Nortershauser, "Complex wall for indirect freecooling in datacentres," in *Telecommunications Energy Conference (INTELEC), 2012 IEEE 34th International*, 2012, pp. 1–6.
- [7] J. Niemann, J. Bean, and V. Avelar, "Economizer modes of data center cooling systems," *Schneider Electr. Data Cent. Sci. Cent. Whitepaper*, 2011.
- [8] R. F. Sullivan and others, "Alternating cold and hot aisles provides more reliable cooling for server farms," *Uptime Inst.*, pp. 1–2, 2000.
- [9] C. Gaskins, "Data Center Efficiency: The Benefits of RCI & RTI (Part 2 of 3)". [Online]. Available: <http://www.rfcode.com/data-driven-data-center/bid/233382/Data-Center-Efficiency-The-Benefits-of-RCI-RTI-Part-2-of-3>.
- [10] J. Niemann, K. Brown, and V. Avelar, "Impact of hot and cold aisle containment on data center temperature and efficiency," *Schneider Electr. Data Cent. Sci. Cent. White Pap.*, vol. 135, pp. 1–14, 2011.
- [11] B. Muralidharan, S. K. Shrivastava, M. Ibrahim, S. A. Alkharabsheh, and B. G. Sammakia, "Impact of Cold Aisle Containment on Thermal Performance of Data Center," p. V002T09A016, Jul. 2013.
- [12] L. Phan and C.-X. Lin, "A multi-zone building energy simulation of a data center model with hot and cold aisles," *Energy Build.*, vol. 77, pp. 364–376, Jul. 2014.
- [13] E. Oró, A. Garcia, and J. Salom, "Experimental and numerical analysis of the air management in a data centre in Spain," *Energy Build.*, vol. 116, pp. 553–561, Mar. 2016.
- [14] Y. Kaced, S. Le Masson, D. Nörtershäuser, and P. Glouannec, "Experimental and Numerical Study of Indirect Free Cooling in an Exothermic Building," presented at the HVAC&R, Belgrade, 2017, pp. 133–146.
- [15] Y. Kaced, S. Le Masson, D. Nörtershäuser, and P. Glouannec, "Etude expérimentale et numérique du refroidissement d'une salle exothermique," presented at the CIFQ, Saint-Lô, 2017.



# Modélisation multi-échelle du comportement thermo-mécanique des composites contenant des matériaux à changement de phase

Kossi-Mensah KODJO<sup>1,2,3</sup>, Julien YVONNET<sup>1\*</sup>, Mustapha KARKRI<sup>2</sup>, Karam SAB<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Modélisation et Simulation Multi Échelle MSME UMR 8208 CNRS  
5 bd Descartes, 77454 Marne-la-Vallée, France

<sup>2</sup> Centre d'Études et de Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes (CERTES) - EA 3481  
61 Av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France

<sup>3</sup> Laboratoire Navier, CNRS UMR 8205, ENPC, IFSTTAR  
6 et 8 avenue Blaise Pascal, 77455 Marne-la-Vallée Cedex, France

\*(auteur correspondant : julien.yvonnet@univ-paris-est.fr)

**Résumé** - Dans ce travail, nous proposons une méthode EF<sup>2</sup> [1] pour prédire le comportement thermo-mécanique effectif des composites contenant des inclusions de matériaux à changement de phase (MCP). Une étude préliminaire a montré que le comportement mécanique du VER n'est pas influencé par les changements de phases thermiques dans l'inclusion. La méthodologie proposée permet de s'affranchir des limitations que présentent les simulations directes par la méthode des Eléments Finis (séparation d'échelles), ou les méthodes d'homogénéisation classiques (complexité du comportement thermique des MCP).

## Nomenclature

$\mathbb{A}$	tenseur de localisation des déformations	<i>Symboles grecs</i>	
$\mathbb{C}$	tenseur d'élasticité, Pa	$\epsilon$	tenseur des déformations
$C_p$	chaleur spécifique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	$\lambda$	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$E$	module d'Young, Pa	$\nu$	coefficient de Poisson
$f$	fraction volumique de liquide	$\Phi$	flux de chaleur, W
$h$	coefficient d'échange thermique, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$\rho$	densité, $kg \cdot m^{-3}$
$L_f$	chaleur latente de fusion, $J \cdot kg^{-1}$	$\sigma$	tenseur des contraintes, Pa
$t$	temps, s	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	température, K	$s, \ell$	solide, liquide
$\mathbf{u}$	déplacement, m	$m, M$	micro, macro
$\mathbf{v}$	vitesse, $m \cdot s^{-1}$		

## 1. Introduction

Pour améliorer l'inertie thermique des bâtiments, et réduire la consommation d'énergie, plusieurs travaux ont prouvé l'efficacité des matériaux de construction contenant des MCP [2, 3, 4]. Dans [5], plusieurs paraffines sont testées et reconnues comme les MCP les plus avantageux pour des applications dans le bâtiment. Dans ce travail, on s'intéresse aux matériaux cimenteux contenant des microcapsules de paraffine avec un rayon autour de  $200\mu m$ . En raison de la petite taille de ces hétérogénéités par rapport à la taille des structures des bâtiments, il n'est pas envisageable de construire un modèle non linéaire de ces structures par les méthodes numériques classiques (Méthode des Eléments Finis par exemple), avec une description complète de la répartition des microcapsules de MCP, car cela conduirait à la résolution des problèmes de

tailles exorbitantes par rapport aux moyens de calculs actuels. Pour cette raison, les simulations utilisant les méthodes numériques classiques se limitent à l'échelle du VER (voir [6] par exemple). Dans ce travail, nous proposons un modèle multi-échelle : la méthode EF<sup>2</sup> pour prédire la réponse thermo-mécanique de ces structures. Une description plus détaillée et des exemples d'application de cette méthode peuvent être trouvés dans [1, 7]. Dans la suite de ce document, nous présentons dans la section 2. le modèle de changements de phase avec leurs effets sur la réponse effective du composite. La section 3. présente la méthodologie proposée avec une description des relations de couplage entre le modèle de la structure macroscopique et celui du VER, suivi des exemples numériques.

## 2. Changement de phase solide/liquide

### 2.1. Modélisation du changement de phase

La méthode de capacité équivalente [6] est utilisée pour modéliser les changements de phase dans le MCP (équations (1) à (4)). Les mouvements du MCP liquide sont modélisés par les équations de Navier-Stokes avec deux forces volumiques : la première permet de modéliser la convection naturelle, et la seconde assure une solution triviale de vitesse nulle dans la phase solide du MCP. Les interfaces sont supposées parfaites, la dissipation visqueuse est négligée ainsi que les changements de volume liés aux transitions de phases. Le VER (voir Fig. 5 et 6) est composé d'une matrice solide, d'une membrane solide et du MCP au milieu. La fraction de MCP liquide dans l'inclusion est donnée par l'équation (1).

Modèle de changement de phase	
$f(T) = \begin{cases} 0 & T < T_s \\ \frac{T - T_s}{T_\ell - T_s} & T_s < T < T_\ell \\ 1 & T > T_\ell \end{cases} \quad (1)$	$C_{pa} = \begin{cases} C_{ps} & T < T_s \\ \frac{1}{2}(C_{ps} + C_{pl}) + \frac{L_f}{\Delta T} & T_s < T < T_\ell \\ C_{pl} & T > T_\ell \end{cases} \quad (3)$
$\lambda_a(T) = \lambda_s + (\lambda_s - \lambda_\ell) \cdot f(T) \quad (2)$	$\rho_\ell C_{pa} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_\ell C_{pa} \mathbf{v} \cdot \nabla T = \nabla(\lambda_a \cdot \nabla T) \quad (4)$

$T_s$  est la température à laquelle la transition de phase solide/liquide commence. Au delà de  $T_\ell$ , le MCP est liquide. Entre  $T_s$  et  $T_\ell$ , il y a une description diffuse de la transition de phase, où  $\lambda$  et  $C_p$  du MCP varient en fonction de  $f$  (voir les équations (2) et (3)). Dans cette étude,  $\Delta T = T_\ell - T_s$  est égal à 1K. La conservation d'énergie dans l'inclusion en MCP est donnée par l'équation (4).

### 2.2. Les effets du changement de phases sur les propriétés thermo-mécaniques effectives du VER

Les propriétés thermo-mécaniques du MCP varient localement en fonction de  $f$ . Pour étudier l'influence des transitions de phase sur les propriétés effectives du VER,  $\lambda$  et  $\rho C_p$  sont observés en un point du MCP lors du changement de phase solide/liquide. En plus, la réponse mécanique effective du VER est déterminée par homogénéisation numérique à chaque pas de temps de la modélisation du changement de phase. Le MCP liquide est supposé comme étant un matériau linéaire élastique qui imite le comportement d'un fluide incompressible : un coefficient de poisson proche de 0,5 et un module de cisaillement négligeable comparé à celui de la phase solide.

Au front de fusion, une approximation liénaire est faite pour le tenseur d'élasticité du MCP :

$$\mathbb{C}_{PCM} = (1 - f(T)) \cdot \mathbb{C}_{PCM_s} + f(T) \cdot \mathbb{C}_{PCM_l}. \quad (5)$$

$\mathbb{C}_{PCM_s}$  et  $\mathbb{C}_{PCM_l}$  sont les tenseurs d'élasticité de chaque phase du MCP. Le problème d'homogénéisation à résoudre sur le VER à chaque pas de temps est défini par les équations (6)-(10). La réponse mécanique effective est donc évaluée par la relation (11). Tous les paramètres matériaux sont consignés dans le Tableau 1.

Problème d'homogénéisation	
$\text{div}(\boldsymbol{\sigma}) = 0 \quad \mathbf{x} \in \Omega \quad (6)$	$\frac{1}{ \Omega } \int_{\Omega} \boldsymbol{\epsilon} \, d\Omega = \bar{\boldsymbol{\epsilon}}. \quad (9)$
$\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}(\mathbf{x}) : \boldsymbol{\epsilon}, \quad (7)$	$\mathbf{u}^+ - \mathbf{u}^- = \bar{\boldsymbol{\epsilon}} \cdot (\mathbf{x}^+ - \mathbf{x}^-) \quad (10)$
$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla^T \mathbf{u}) \quad (8)$	$\bar{\mathbb{C}}(t) = \frac{1}{ \Omega } \int_{\Omega} \mathbb{C}(\mathbf{x}) : \mathbb{A}(\mathbf{x}) \, d\Omega \quad (11)$

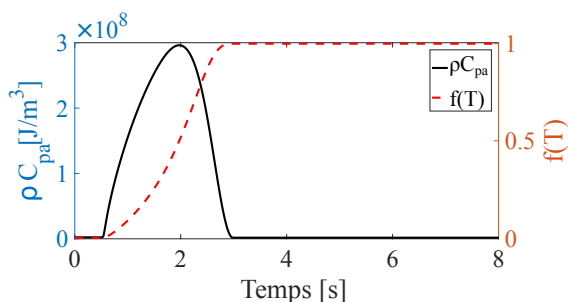


Figure 1 :  $\rho C_{pa}$  au cours de la fusion

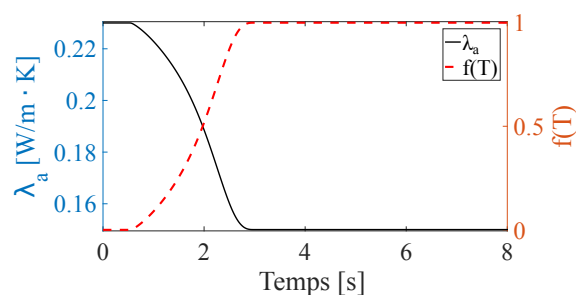


Figure 2 :  $\lambda_a$  au cours de la fusion

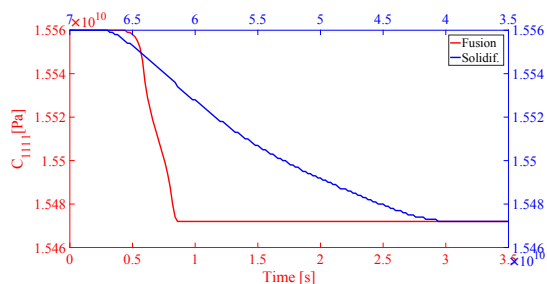


Figure 3 :  $C_{1111}$

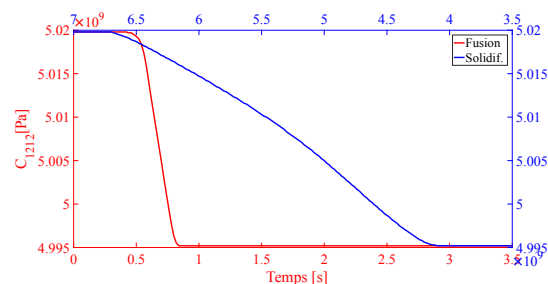


Figure 4 :  $C_{1212}$

La Fig. 1 montre l'évolution de la densité d'énergie stockée lors du changement de phase solide/liquide en un point du MCP. Cette courbe montre un pic d'énergie correspondant à la contribution de la chaleur latente de fusion. La Fig. 2 montre l'évolution de la conductivité thermique apparente en un point du MCP lors du changement de phase. On remarque des variations significatives dans le comportement locale thermique. Toutes les composantes de  $\bar{\mathbb{C}}$  ont la même allure que les courbes des Fig. 3 et 4. Le faible module d'Young du MCP par rapport à la matrice fait que l'amplitude des variations du comportement mécanique effectif est négligeable. Ce qui nous permet de faire l'hypothèse d'une réponse mécanique constante lors des changements de phase dans le MCP. Dans le cas de cette étude, on se limite à l'étude des

composites de type béton avec des MCP. Par contre, dans le cas des matrices de rigidité plus faibles, des variations allant jusqu'à  $\pm 20\%$  sont notées. Ces cas doivent faire l'objet d'une étude plus poussée, en utilisant en plus un couplage fluide-structure, car la matrice serait très sensible au champ de pression de l'inclusion liquide.

### 3. Modélisation de la conduction thermique par la méthode EF<sup>2</sup>

#### 3.1. Problème à l'échelle micro

Le modèle présentée dans la section précédente est utilisé pour modéliser le comportement thermique du VER. Dans la procédure EF<sup>2</sup>, la température et le gradient de température aux points d'intégration de la structure macroscopique sont employés pour appliquer les conditions aux limites périodiques sur le VER.

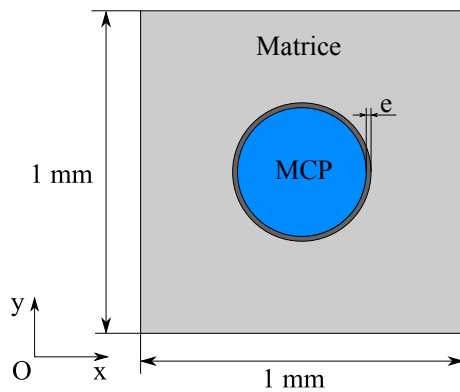


Figure 5 : Le VER en 2D, rayon de 200µm

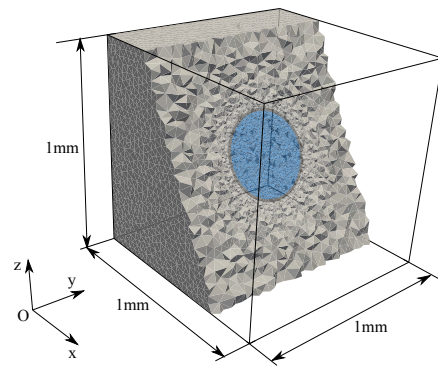


Figure 6 : Le VER en 3D, rayon de 300µm

A la convergence du calcul par Eléments Finis sur le VER, les quantités effectives (densité d'énergie et flux) sont calculées comme proposé dans [8] :

$$\overline{\rho C_p} = \frac{1}{|\Omega_m|} \int_{\Omega_m} \rho C_p d\Omega_m, \quad \overline{\Phi} = \frac{1}{|\Omega_m|} \int_{\Omega_m} \phi d\Omega_m. \quad (12)$$

Pour le modèle Eléments Finis de la structure macroscopique, la matrice de conductivité thermique effective est estimée par une linéarisation de  $\overline{\Phi}$  autour du gradient de température évalué au point d'intégration, avec  $\varepsilon$  est un paramètre numérique négligeable devant  $\nabla T_j$  :

$$\overline{\lambda}_{ij} = -\frac{\partial \overline{\Phi}_i}{\partial \nabla T_j} \approx -\frac{\overline{\Phi}_i(\nabla T_j + \varepsilon) - \overline{\Phi}_i(\nabla T_j)}{\varepsilon}. \quad (13)$$

#### 3.2. Problème à l'échelle macro

La méthodologie EF<sup>2</sup> est illustrée sur la Fig. 13. Le principe consiste à modéliser une structure à l'échelle macroscopique sans la description de toutes les hétérogénéités. Les propriétés des matériaux utilisés à chaque point de la structure seront actualisés dans une boucle itérative de type Newton-Raphson, via des homogénéisations numériques adéquates à l'échelle micro.

Les équations suivantes sont utilisées pour la conduction thermique non linéaire respectivement en régime transitoire et en régime permanent.

$$\overline{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(\overline{\Phi}) = 0; \quad \text{div}(\overline{\Phi}) = 0. \quad (14)$$

Dans le cadre de la méthode des Eléments Finis, il faut une formulation variationnelle. L'équation du modèle transitoire conduit à

$$\int_{\Omega_M} \overline{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial t} \delta T d\Omega - \int_{\Omega_M} \overline{\Phi} \cdot \nabla \delta T d\Omega = \mathbf{R}(T). \quad (15)$$

$\delta T$  est une fonction test et  $\mathbf{R}$  est le résidu. Le problème revient à trouver l'incrément de température  $\Delta T$  qui minimise  $\|\mathbf{R}(T + \Delta T)\|$ . En supposant  $T^k$  le champ de température connu à l'itération précédente,

$$\mathbf{R}(T^k + \Delta T) \approx \mathbf{R}(T^k) + D_{\Delta T} \mathbf{R}(T^k) + O(\Delta T^2) = 0. \quad (16)$$

$D_{\Delta T}$  est la dérivée Gâteaux et  $O(\Delta T^2)$  est négligé. On obtient :

$$\int_{\Omega_M} \overline{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial t} \delta T d\Omega + \int_{\Omega_M} \overline{\lambda}_{ij} \nabla(\Delta T) \cdot \nabla \delta T d\Omega = -\mathbf{R}(T) \quad (17)$$

La discrétisation en temps est  $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\Delta T}{\Delta t}$ . Après discrétisation spatiale à l'aide des fonctions de formes  $\mathbf{N}(\mathbf{x})$  et de leurs dérivées  $[\mathbf{B}(\mathbf{x})]$ , on a

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{\Omega_M} \mathbf{N}^T \overline{\rho C_p}(T^k) \mathbf{N} \Delta T d\Omega + \int_{\Omega_M} [\mathbf{B}]^T \overline{\lambda}(T^k)_{ij} [\mathbf{B}] \Delta T d\Omega = -\mathbf{R}(T^k). \quad (18)$$

Soit, sous forme matricielle

$$\left( \frac{1}{\Delta t} [\mathbf{C}] + [\mathbf{K}] \right) \Delta \mathbf{T} = -\mathbf{R} \quad \text{et} \quad \mathbf{T}^k = \mathbf{T}^{k-1} + \Delta \mathbf{T} \quad (19)$$

Pour les analyses en régime transitoire, le résidu est donnée par l'équation (20).

$$\mathbf{R}(T^k) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Omega_M} \mathbf{N}^T \overline{\rho C_p}(T^k) \mathbf{N} \Delta T d\Omega + \int_{\Omega_M} [\mathbf{B}]^T \cdot \overline{\Phi}(T^k) d\Omega \quad (20)$$

### 3.3. Résultats numériques

#### 3.3.1. Conduction en régime transitoire (2D)

On considère une structure de  $20 \times 5 \text{ cm}^2$  (Fig. 7) maillée avec 288 triangles. La structure, à température initiale  $T_i = 300, 15 \text{ K}$  est soumise à une température sinusoïdale à son bord gauche ( $x = 0$ ). A  $y = 20 \text{ cm}$ , on a la convection avec un milieu extérieur à  $297, 15 \text{ K}$  et le coefficient d'échange thermique est  $h = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . Le VER de la Fig. 5 est utilisé (correspondant à une fraction volumique de 12,57% de MCP) avec  $e = 1, 5 \mu\text{m}$  et  $L_f = 1, 68 \times 10^5 \text{ J/kg}$ . La conductivité thermique de la matrice est de  $1, 70 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  et  $T_f = 300, 15 \text{ K}$ . La tolérance  $\varepsilon$  choisie est de  $10^{-4}$  dans toutes les simulations. Ces dernières sont effectuées sur une station de calcul avec 32 cœurs (processeurs à 3,3Ghz). Les autres paramètres sont donnés dans le Tableau 1.

	$\rho$	$\lambda$	$C_p$	E	$\nu$
	$kg \cdot m^{-3}$	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	Pa	
Matrice	2300	0,92	880	$2,0 \cdot 10^{10}$	0,2
Membrane	1200	0,17	1400	$3,2 \cdot 10^9$	0,3
MCP solide	900	0,23	2400	$6,0 \cdot 10^7$	0,4
MCP liquide	934	0,15	1800		

Tableau 1 : Propriétés thermo-mécaniques des matériaux

Le temps de calcul est de 4 heures 50 minutes avec 2 à 3 itérations à chaque pas de temps. Dans les Fig. 8 à 10, on observe bien l'effet du MCP sur l'évolution de la température à différents endroits de la structure. Les fluctuations de température sont lissées.

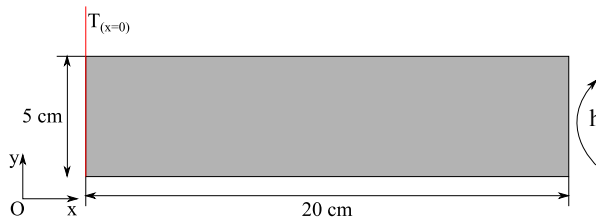
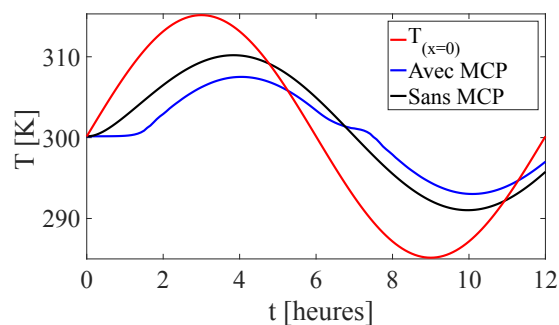
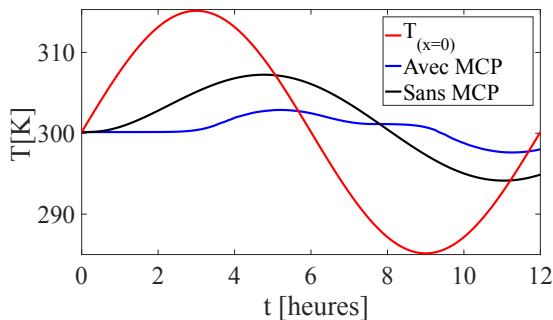
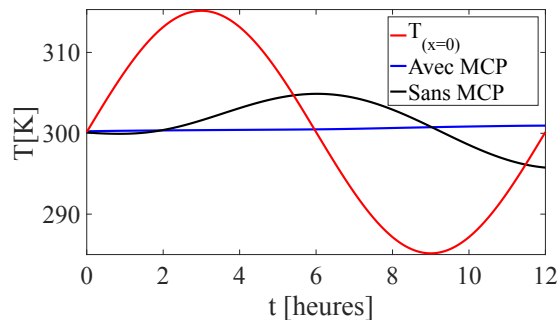


Figure 7 : La structure macroscopique


 Figure 8 : Temperature à  $x = 5cm, y = 2,5cm$ 

 Figure 9 : Temperature à  $x = 10cm, y = 2,5cm$ 

 Figure 10 : Temperature à  $x = 20cm, y = 2,5cm$ 

**Validation avec la méthode des éléments finis :** Une description complète pour une analyse par Éléments Finis de la structure considérée revient à mailler les  $10^4$  inclusions qu'elle contient (ce qui correspond à plus de  $2 \times 10^8$  d'éléments). Pour valider l'approche multi-échelle proposée, nous présenterons une étude portant sur une structure suffisamment petite pour être maillée entièrement et suffisamment grande pour respecter la séparation d'échelle. Ce compromis conduit à une structure de  $2cm \times 1mm$ . Le maillage EF<sup>2</sup> est composé de 40 triangles alors que le maillage Éléments Finis compte 406.768 triangles. La Fig. 11 montre le test réalisé en régime permanent. La comparaison des températures suivant  $x$  à  $y = 0,5mm$  prouve la validité de la méthodologie proposée. La moyenne du flux suivant  $x$  obtenue par la méthode des

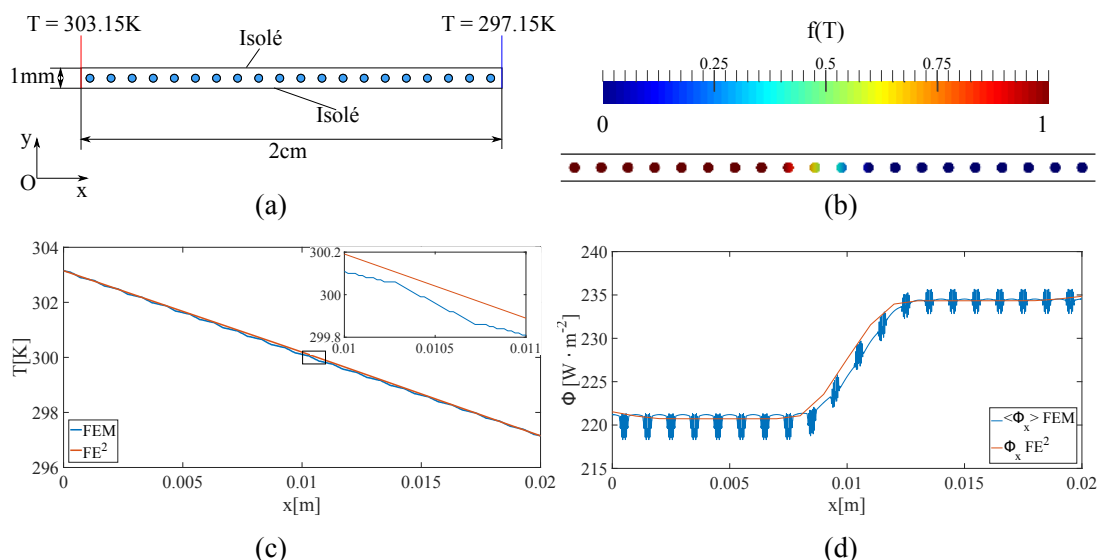


Figure 11 : Comparaison avec la méthode des Eléments Finis : (a) Géométrie et conditions aux limites ; (b) Changement de phase par Eléments Finis ; (c) Température suivant  $x$  ; (d) Composante  $x$  du flux

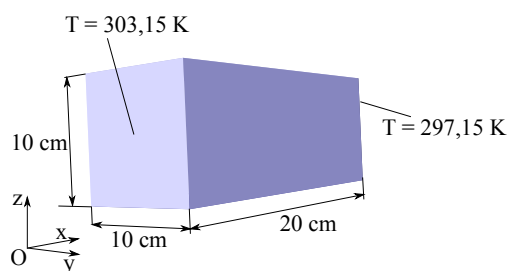


Figure 12 : La structure macroscopique

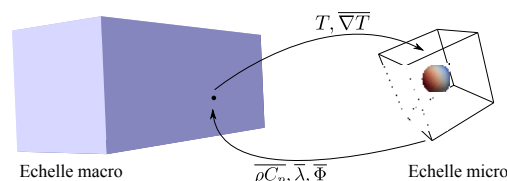


Figure 13 : Méthodologie  $EF^2$

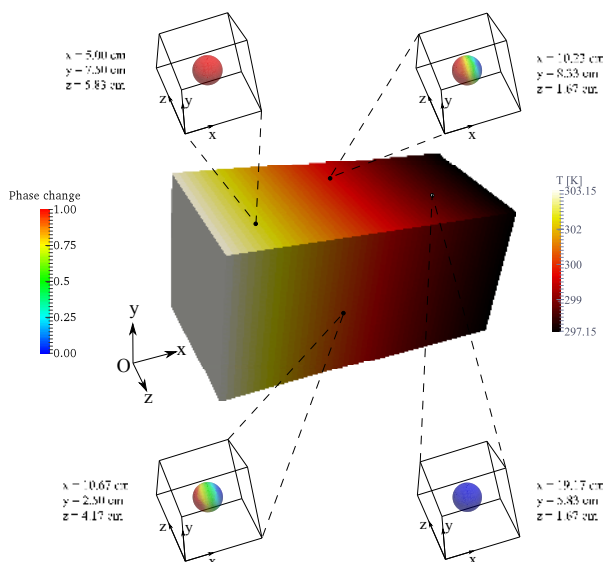
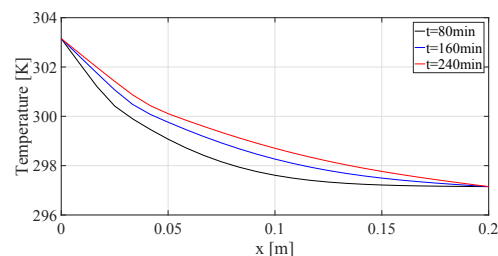
Eléments Finis colle bien avec le flux obtenu par la méthode  $EF^2$ . Ces résultats montrent que la méthode multi-échelle reproduit bien le comportement moyen des structures, sans les fluctuations micro-structurales. On a une importante réduction du temps de calcul  $EF^2$  par rapport à la méthode des Eléments Finis : -53%. Ce gain de temps s'explique par la parallélisation des calculs à l'échelle micro et la taille très réduite du système à l'échelle macro du modèle  $EF^2$ .

### 3.3.2. Extension au cas 3D

Ici, on considère le problème de la Fig. 12. La structure discrétisée avec 3745 tétraèdres est initialement à la température uniforme  $T_i = 297,15K$ . Le VER de la Fig. 6 est utilisé (correspondant à une fraction volumique de 11,31% de MCP) avec les paramètres du Tableau 1. La Fig. 15 montre le profil de température suivant l'axe  $x$  de la structure ( $y = 5cm, z = 5cm$ ). Le temps de calcul est de 124 heures 48 minutes. Ce cas par exemple ne peut être traité par les Eléments Finis classiques car cela conduirait à travailler avec un maillage de plusieurs milliards d'éléments. La Fig. 14 montre la solution en température (à  $t = 4$  heures) de la structure macroscopique et les changements de phase dans VER choisis à 4 points d'intégrations de la structure. On a des fusions partielles de MCP à des températures proches de  $T_f$ .

## 4. Conclusion

L'objectif est de proposer un outil de simulation pour prédire le transfert de chaleur et la réponse mécanique des structures de génie civil contenant des microcapsules de MCP. La


 Figure 14 : Solution  $EF^2$  à  $t = 4$  heures

 Figure 15 : Temperature à  $y = 5$  cm,  $z = 5$  cm

méthodologie  $EF^2$  proposée a permis de simuler des structures de taille importantes tout en conservant les effets de changements de phase dans le VER. Pour d'autres applications avec des matrices très fragiles (présence de micro-fissures) ou des inclusions plus rigides que la matrice, une étude supplémentaire est requise pour adapter le modèle  $EF^2$  actuel, afin de prendre en compte les effets de la phase liquide de MCP dans la réponse mécanique effective.

## Références

- [1] F. Feyel, Multiscale  $FE^2$  elastoviscoplastic analysis of composite structure, *Comput. Mater. Sci.*, 1-4 (1999) 433-454.
- [2] M. Karkri, M. Lachheb, F. Albouchi, S. Nasrallah, I. Krupa, Thermal properties of smart microencapsulated paraffin/plaster composites for the thermal regulation of buildings, *Energy and Buildings*, 88 (2015) 183–192.
- [3] D.W. Hawes, D. Banu, D. Feldman, Special Issue on Heat Storage Materials Absorption of phase change materials in concrete, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 27-2 (1992) 91–101.
- [4] K.A.R Ismail, C.L.F Alves, M.S. Modesto, Numerical and experimental study on the solidification of PCM around a vertical axially finned isothermal cylinder, *Applied Thermal Engineering*, 21-1 (2001) 53–77.
- [5] I. O. Salyer, A. K. Sircar, Phase Change Materials For Heating And Cooling Of Residential Buildings And Other Applications, *Proceedings of the 25th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference*, 4-4 (1990) 236–243.
- [6] M. Aadmi, M. Karkri, M. E. Hammouti, Heat transfer characteristics of thermal energy storage of a composite phase change materials : Numerical and experimental investigations, *Energy*, 72 (2014), 381 – 392.
- [7] M.G.D. Geers, J. Yvonnet, Multiscale Modeling of Microstructure-Property Relations, *MRS Bull.*, 41-8 (2016) 610–616.
- [8] I. Özdemir, W. A. M. Brekelmans, M. G. D. Geers, Computational homogenization for heat conduction in heterogeneous solids, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 73-2 (2008) 185–204

## Remerciements

Les auteurs expriment leur gratitude au LABEX – Modélisation & Expérimentation pour la Construction Durable (MMCD), pour le financement de ce travail.



# Etude de la porosité par méthode thermique

Nicolas DUJARDIN<sup>1\*</sup>, Thouraya SALEM<sup>1</sup>, Vincent FEUILLET<sup>1</sup>, Magali FOIS<sup>1</sup>, Laurent IBOS<sup>1</sup>

<sup>1</sup>CERTES, OSU-Efluve, Université Paris-Est, 94010 Cedex

\* (auteur correspondant : [nicolas.dujardin@u-pec.fr](mailto:nicolas.dujardin@u-pec.fr))

**Résumé** - Dans cette étude, nous poursuivons le développement d'un modèle permettant de remonter à la distribution de la taille de pores au sein d'un matériau à partir des variations de la conductivité thermique en fonction de la pression. Nous montrons que ce modèle est applicable aux matériaux faiblement poreux, que les prolongations de ce modèle permettent de discrétiser plus finement une distribution de taille de pores lorsque celle-ci est unimodale et qu'il est possible de s'affranchir du taux de porosité global pour étudier la distribution de taille de pores. Ces extensions du modèle ont été appliquées avec succès sur des matériaux composites à base de fibres végétales et sur des ciments.

## Nomenclature

$C$	constante liée au gaz (Pa.m.K <sup>-1</sup> )	$\varepsilon$	fraction volumique de pores
$T$	température (K)	Indices et exposants	
$P$	pression (Pa)	<i>air</i>	air
$d$	diamètre des pores (m)	<i>atm</i>	pression atmosphérique
Symboles grecs		<i>Psec</i>	pression secondaire (vide)
$\lambda$	conductivité thermique (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	<i>norm</i>	normalisée
$\beta$	fraction de la phase solide	$S$	solide
$\alpha$	fraction de la phase fluide	$i$	$i^{\text{ème}}$ phase fluide

## 1. Introduction

La porosité peut être mesurée par un nombre important de techniques, destructives ou non destructives. En plus de ces méthodes conventionnelles, les méthodes thermiques constituent une approche alternative à la caractérisation de la porosité. Ces dernières années, la caractérisation des propriétés thermophysiques a été utilisée pour étudier la porosité sur une large gamme de matériaux, en particulier pour des applications isolantes (panneaux isolants sous vide, parois de bâtiments).

Dans cette étude, nous nous intéressons à la distribution de la taille des pores au sein de différents matériaux (composites à base de fibres végétales et ciments). Pour cela, nous étudions les variations de la conductivité thermique de ces matériaux, obtenue par méthode périodique [1], en fonction de la pression. Cette variation est liée à l'effet Knudsen qui relie, pour un matériau poreux, la conductivité thermique à la taille des pores. Cette technique présente l'avantage de prendre en considération le matériau dans toute son épaisseur, d'être applicable aux matériaux fragiles et d'être sensible à la taille des pores et non aux seuls orifices d'accès.

## 2. Modélisation de la conductivité thermique

### 2.1. Conductivité thermique de l'air : l'effet Knudsen

Un matériau poreux est composé d'air dont la conductivité thermique effective dépend à la fois de sa pression et de la taille des pores dans lequel il est contenu. En conséquence, la taille des pores est un paramètre important dans l'équation de la conductivité thermique de l'air qui est confinée dans un pore. La variation de la conductivité thermique de l'air en fonction de la pression est régie par l'effet Knudsen, selon lequel :

$$\lambda_{air} = \frac{\lambda_{air,atm}}{1 + C\left(\frac{T}{Pd}\right)} \quad (1)$$

où  $\lambda_{air,atm} = 0,026 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $C = 2,5.10^{-7} \text{ mbar.m.K}^{-1}$ ,  $d$  : diamètre équivalent de pores.

La figure 1 montre la variation de la conductivité thermique d'un matériau poreux en fonction de la pression pour différentes tailles de pores. Elle montre clairement que la conductivité thermique de l'air dépend fortement de la taille des pores sur cette gamme de pression. En particulier, les pores les plus petits sont les plus isolants.

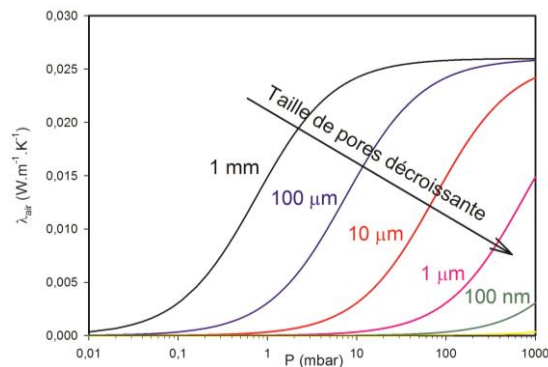


Figure 1 : Conductivité thermique de l'air en fonction de la pression pour différentes tailles de pores (à 300 K)

### 2.2. Conductivité thermique des milieux hétérogènes

La modélisation de la conductivité thermique sur laquelle cette étude est basée a été décrite par Félix et al. [2]. Cette approche consiste à considérer un milieu hétérogène de porosité  $\varepsilon_{air} = 1 - \varepsilon_s$  dont la phase solide a une conductivité  $\lambda_s$  et dont la phase fluide est de l'air de conductivité  $\lambda_{air}$ . Une fraction  $\beta$  de la phase solide et  $\alpha$  de la phase fluide sont considérées dans un modèle purement parallèle, de conductivité thermique équivalente  $\lambda_1$ . Les fractions restantes  $(1-\beta)$  et  $(1-\alpha)$  sont également mises en parallèle (conductivité équivalente  $\lambda_2$ ). La mise en série de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  mène à l'équation 2 qui donne l'expression de la conductivité thermique équivalente du milieu à une phase solide et  $N$  phases fluides.

$$\lambda = \frac{1}{\frac{\beta\varepsilon_s + \alpha(1-\varepsilon_s)}{\lambda_1} + \frac{(1-\beta)\varepsilon_s + (1-\alpha)(1-\varepsilon_s)}{\lambda_2}}$$

(2)

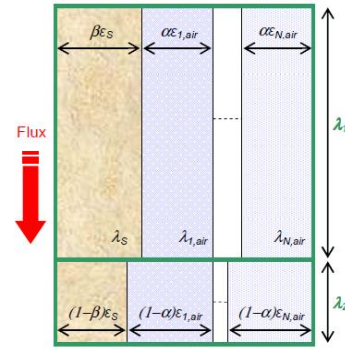


Figure 2 : Schéma du modèle série/parallèle à  $N+1$  phases (reproduit d'après [2])

## 2.3. Extensions du modèle

### 2.3.1. Distribution unimodale

Dans l'équation (2), les conductivités  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont calculées en faisant intervenir une distribution discrète des  $\lambda_{i,air}$  :

$$\lambda_1 = \frac{\beta\varepsilon_s\lambda_s + \alpha \sum_{i=1}^N \varepsilon_{i,air}\lambda_{i,air}}{\beta\varepsilon_s + \alpha(1-\varepsilon_s)} \quad \text{et} \quad \lambda_2 = \frac{(1-\beta)\varepsilon_s\lambda_s + (1-\alpha) \sum_{i=1}^N \varepsilon_{i,air}\lambda_{i,air}}{(1-\beta)\varepsilon_s + (1-\alpha)(1-\varepsilon_s)} \quad (3)$$

Cette approche suppose la connaissance a priori des différentes tailles de pores  $d_{i,air}$  caractérisant le matériau pour le calcul des conductivités  $\lambda_{i,air}$  à partir de l'équation (1). Or le matériau étudié peut dans certains cas présenter un comportement unimodal, c'est-à-dire qu'il présente une taille de pore majoritaire autour de laquelle se distribue l'ensemble des porosités du matériau. Dans ce cas, une loi normale est proposée permettant d'exprimer la fraction volumique  $\varepsilon$  en fonction de la taille de pore  $d$  sous la forme :

$$\varepsilon(d) = \Delta d \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-0.5\left[\frac{(d-d_{moy})}{\sigma}\right]^2\right\} \varepsilon_{air} \quad (4)$$

où  $\Delta d$  est le pas de discrétisation de la porosité,  $\sigma$  l'écart-type de la loi normale,  $d_{moy}$  la taille de pore moyenne de la loi normale et  $\varepsilon_{air}$  le taux global de porosité. Cette approche permet pour les échantillons concernés d'obtenir une distribution plus fine de la taille des pores.

### 2.3.2. Normalisation

Le modèle, tel qu'il existe actuellement, permet d'identifier la répartition des tailles de pores en minimisant l'écart quadratique entre les mesures et le modèle de conductivité thermique, en supposant connu le taux global de porosité. La connaissance de ce dernier est déterminante car les valeurs de conductivité thermique dépendent de ce taux de porosité global, comme en atteste la figure 3.

En pratique, le taux de porosité n'est pas toujours connu et, lorsqu'il l'est, est dépendant de la méthode utilisée [3]. Afin de s'affranchir de cette donnée initiale, nous proposons de normaliser les valeurs de conductivité thermique entre 0 et 1 :

$$\lambda_{norm} = \frac{\lambda_P - \lambda_{P_{sec}}}{\lambda_{P_{atm}} - \lambda_{P_{sec}}} \quad (5)$$

De cette façon, comme le montre la figure 4, les courbes de conductivité thermique en fonction de la pression se superposent quel que soit le taux global de porosité.

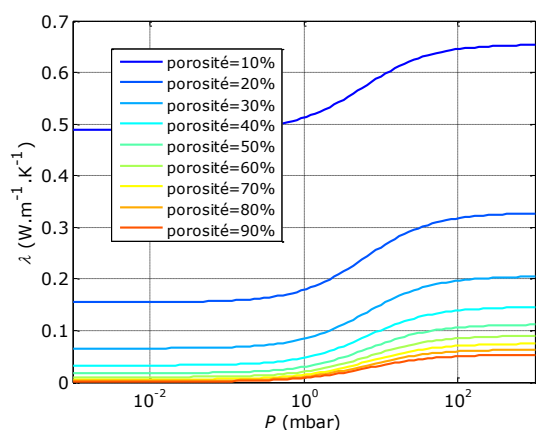


Figure 3 : Variation de la conductivité thermique de l'air en fonction de la pression pour différents taux de porosité global ( $d = 10 \mu m$ )

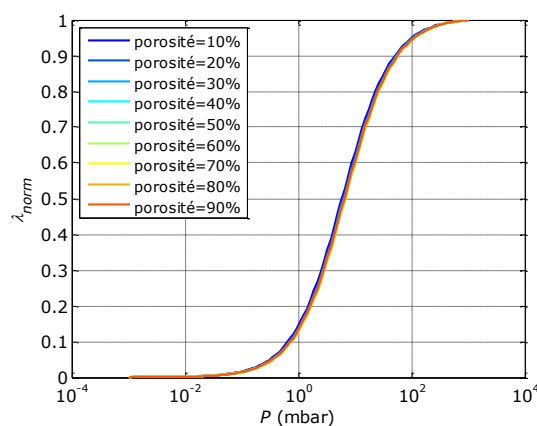


Figure 4 : Conductivité normalisée en fonction de la pression pour différents taux de porosité

### 3. Matériaux étudiés

#### 3.1. Composites à base de fibres végétales

Quatre composites fibres de lin / résine epoxy ont été formés par autoclave. Les fibres du premier n'ont subi aucun traitement chimique. Les autres ont subi respectivement : un lessivage (attaque à NaOH faiblement concentré), un blanchiment (attaque au  $H_2O_2$ ) ou une mercerisation (attaque à NaOH fortement concentré). Ces composites présentent une porosité comprise entre 10 et 20 %.

#### 3.2. Béton à matrice cimentaire

Deux types de bétons ont été étudiés : le béton le plus classique, nommé CEM I ou ciment Portland et un béton fibré à ultra hautes performances, nommé BFUP. Le rapport eau/ciment (E/C) est égal à 0,5 pour le CEM I et 0,24 pour le BFUP. Le CEM I et le BFUP ont une porosité respectivement de 30 % et 4 %. Avant caractérisation à la DICO, les échantillons ont été séchés sous vide secondaire pendant 15 jours.

### 4. Méthodes de mesure de la conductivité thermique

La méthode DICO (Diffusivité, CONductivité) a été développée au CERTES. Elle permet l'estimation simultanée de la conductivité et de la diffusivité thermique d'un échantillon par une méthode périodique [1]. Cette méthode fournit également les incertitudes statistiques de ces deux paramètres [4]. Un système de pompes à vide et de microfuites permet de faire

varier la pression entre le vide secondaire et la pression atmosphérique. Cette gamme de pression permet de remonter à des tailles de pores allant de 100 nm à 1 mm.

## 5. Résultats et discussion

### 5.1. Cas des composites à base de fibres végétales

La figure 5 montre les variations de la conductivité thermique estimée et mesurée en fonction de la pression pour un composite à base de fibres végétales. Le calage du modèle aux mesures est réalisé par minimisation du critère de l'équation (6) à l'aide de l'algorithme de Levenberg-Marquardt [5] :

$$S = \sum_{j=1}^J [\lambda_{mes}^j - \lambda_{est}^j(p)]^2 \quad (6)$$

où  $\lambda_{mes}$  sont les conductivités mesurées,  $\lambda_{est}$  les conductivités estimées calculées à l'aide du modèle,  $J$  le nombre de données expérimentales et  $p$  le vecteur des paramètres à estimer. Dans le cas du modèle des équations (2) et (3), les paramètres du vecteur  $p$  sont :  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\lambda_s$  et les fractions volumiques  $\varepsilon_{i,air}$ . Dans le cas de l'application de la loi normale de l'équation (4), ces paramètres sont :  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\lambda_s$ ,  $d_{moy}$  et  $\sigma$ .

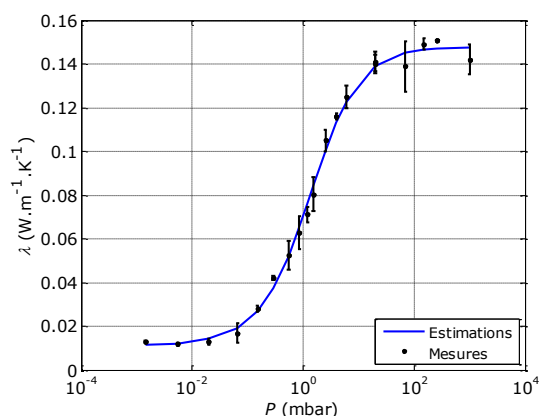


Figure 5 : Comparaison des conductivités thermiques mesurée et estimée du composite blanchi

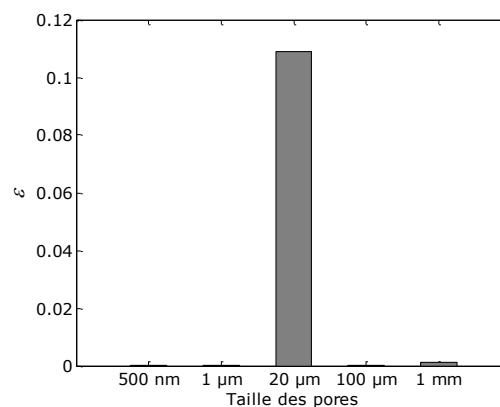


Figure 6 : Estimation de la distribution de taille de pores à partir du modèle série-parallèle

La variation de la conductivité thermique est importante (une décade), montrant la nature poreuse du matériau. Pour ajuster la courbe expérimentale, nous avons utilisé le modèle série-parallèle développé par Félix pour des matériaux très poreux (~ 90 %) [2]. Il apparaît que ce modèle ajuste parfaitement la courbe expérimentale et peut donc être transposé aux matériaux faiblement poreux (10-20%). Ce modèle donne accès à la distribution de la taille des pores au sein de ce composite. Il indique clairement une seule classe de taille de pores, environ 20  $\mu\text{m}$  (figure 6), ce qui est cohérent avec la nature de ce matériau [6].

L'analyse ne faisant apparaître qu'une seule taille de pores – contribution unimodale –, nous pouvons affiner la distribution de tailles de pores autour de cette valeur moyenne en utilisant le modèle de la loi normale (figure 7). Dans ce cas, la taille de pores moyenne pour l'échantillon blanchi est estimée à 29  $\mu\text{m}$  avec un écart-type de 66  $\mu\text{m}$ .

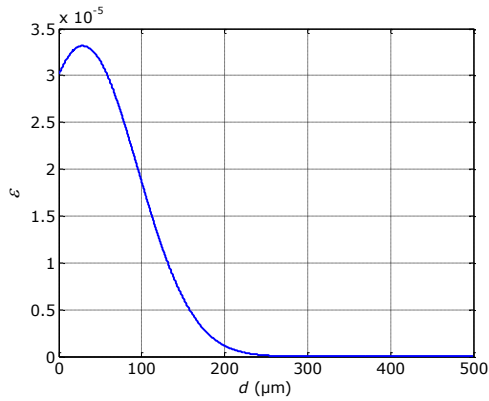


Figure 7 : Fraction volumique en fonction de la taille de pores par loi normale pour le composite blanchi à partir du modèle série-parallèle

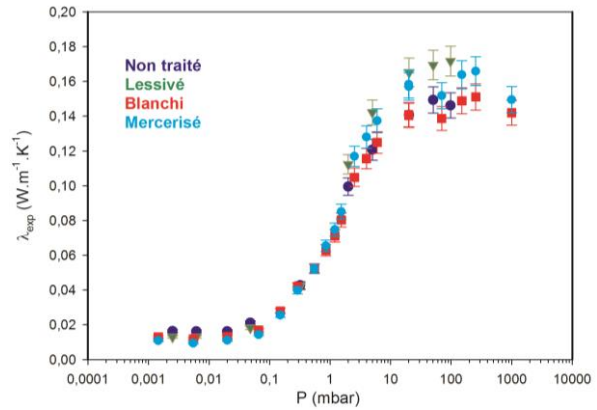


Figure 8 : Conductivité thermique en fonction de la pression pour chaque composite

La figure 8 montre les variations de la conductivité thermique de composites à base de fibres végétales traitées chimiquement. Quel que soit le traitement chimique, les conductivités thermiques de chaque composite se superposent sur presque toute la gamme de pression.

	<i>Non traité</i>	<i>Lessivé</i>	<i>Blanchi</i>	<i>Mercerisé</i>
$d_{\text{moy}} (\mu\text{m})$	54	51	29	56
$\sigma (\mu\text{m})$	35	32	66	25

Tableau 1 : Taille de pores moyenne et écart-type obtenus par la loi normale pour les composites lin/epoxy

Le modèle de la loi normale a été appliqué pour chacun des composites. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 1. Ils montrent que les tailles de pores moyennes sont du même ordre de grandeur. Cette taille est légèrement inférieure pour l'échantillon blanchi. L'échantillon mercerisé présente la distribution de tailles de pores la plus fine.

## 5.2. Cas des bétons à matrices cimentaires

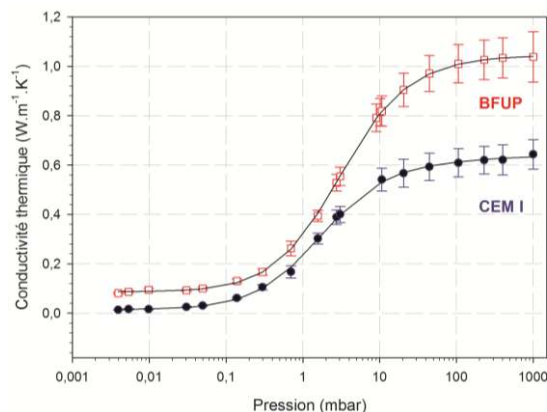


Figure 9 : Variation de la conductivité thermique en fonction de la pression pour deux bétons à matrice cimentaire : CEM I, BFUP. (ajustement avec le modèle série/parallèle)

La figure 9 montre la variation de la conductivité thermique de chacun des bétons en fonction de la pression ainsi que l'ajustement au modèle série-parallèle. Ce dernier permet une bonne représentation des données dans les deux cas.

Les figures 10 et 11 montrent la répartition des tailles de pores pour chacun de ces matériaux. Ces résultats montrent que le BFUP (figure 10) présente une contribution unimodale autour de quelques microns ( $\sim 20 \mu\text{m}$ ). La modélisation par la loi normale donne une taille moyenne de  $16 \mu\text{m}$  avec un écart-type de  $0,3 \mu\text{m}$ . En revanche, le CEM I (figure 11) présente deux tailles de pores distinctes, une vers  $20 \mu\text{m}$  et une autre, plus petite, vers  $500 \text{ nm}$ . Cette dernière contribution est visible sur la courbe expérimentale puisqu'à l'approche de la pression atmosphérique, la conductivité thermique du CEM I continue d'augmenter alors que celle-ci se stabilise davantage pour le BFUP. Or, sur cette gamme de pression, ce sont les petits pores ( $\sim 100 \text{ nm}$ ) qui influent sur la conductivité (figure 1).

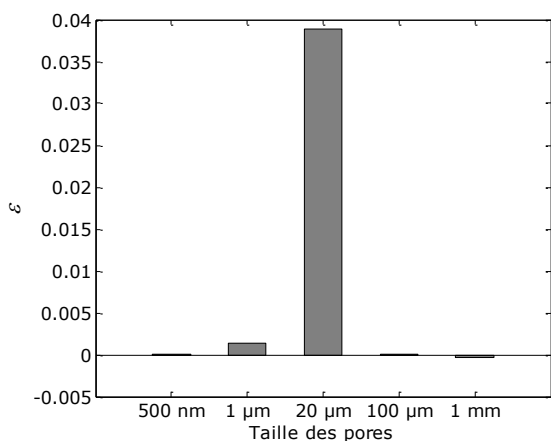


Figure 10 : Estimation de la distribution de taille de pores au sein du BFUP à partir du modèle série-parallèle

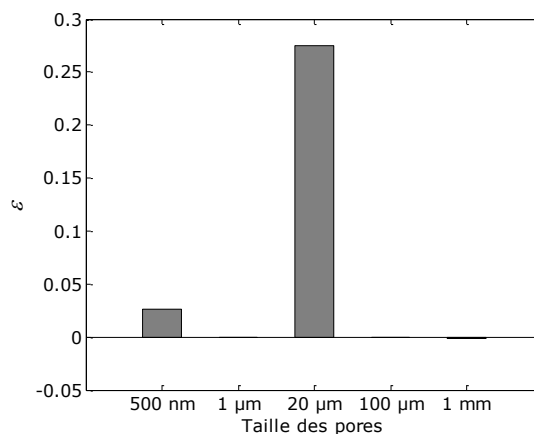


Figure 11 : Estimation de la distribution de taille de pores au sein du CEM I à partir du modèle série-parallèle

Les ciments présentent trois catégories de pores. Les pores les plus larges sont les bulles d'air allant de quelques microns au millimètre. Les pores intermédiaires sont les pores capillaires qui s'étendent généralement de  $10 \text{ nm}$  à quelques microns. Les pores les plus fins sont les pores internes aux hydrates. Ils sont de taille nanométrique [7].

Expérimentalement, nous observons que les deux bétons présentent une classe de pores similaire d'environ  $20 \mu\text{m}$ . Ces pores pourraient donc correspondre à la première catégorie. Elle est prédominante, contrairement à ce qui est généralement observé par porosimétrie au mercure mais conforme à d'autres techniques comme la microscopie quantitative [8]. Par ailleurs, le CEM I présente une taille de pores plus fine ( $\sim 500 \text{ nm}$ ), qui n'est pas observée pour le BFUP. Cette classe de pores pourrait correspondre aux pores capillaires. Ces derniers seraient absents du BFUP, ce qui illustre parfaitement le fait que le BFUP est un béton à très faible porosité capillaire [9]. Toutefois, la technique utilisée ne permet pas de discrétiser plus finement autour de quelques nanomètres. Les limitations sont liées à la gamme de taille de pores accessible et aux porosités à la fois de nature différente (capillaire et hydrate) et de tailles voisines.

Afin de s'affranchir du taux global de porosité - qui peut varier par fois du simple au double [3] - il est possible de normaliser la conductivité thermique (figure 12). Le modèle série-parallèle ajuste parfaitement la conductivité normalisée. L'estimation des tailles de pores à partir de ce modèle est donnée figure 13. Une légère augmentation de tailles de pores est observée. L'application de la loi normale donne une taille moyenne de  $24 \mu\text{m}$  et un écart-type de  $6,8 \mu\text{m}$ .



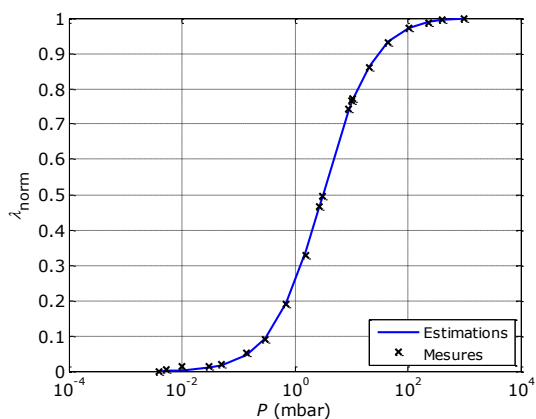


Figure 12 : Comparaison des conductivités thermiques normalisées mesurée et estimée pour le BFUP

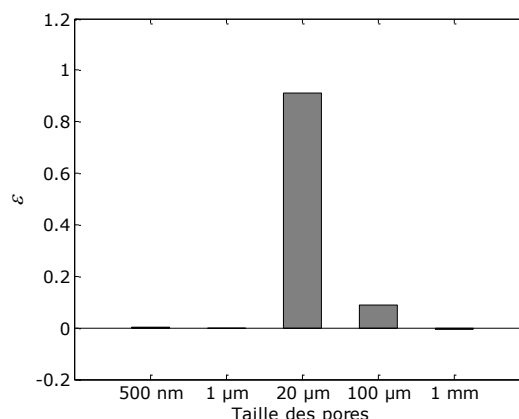


Figure 13 : Estimation de la distribution de taille de pores au sein du BFUP à partir du modèle série-parallèle normalisé

## 6. Conclusion

La transposition du modèle des matériaux fortement poreux aux matériaux faiblement poreux est réalisée. Lorsque le matériau ne présente qu'une classe de pores, il est possible de discrétiser plus finement via une loi normale. Lorsque le taux global de porosité n'est pas connu, il est possible d'étudier la distribution de taille de pores en normalisant la conductivité thermique afin de s'affranchir de cette donnée. Dans ce cas, les valeurs déterminées sont légèrement supérieures. Ces modifications au modèle ont permis de montrer que les composites à base de fibres végétales possèdent une seule classe de pores (30-60  $\mu\text{m}$ ). Celle-ci n'est que peu affectée par les traitements chimiques. Par ailleurs, ce modèle appliqué aux ciments a montré que d'une part, ces derniers possèdent une macroporosité ( $\sim 20 \mu\text{m}$ ) souvent sous-estimée, et que, d'autre part, la technique utilisée est sensible aux pores capillaires ( $\sim 100 \text{nm}$ ) mais qu'il est délicat d'estimer plus finement cette classe de pores.

## Références

- [1] A. Boudenne, L. Ibos, E. Gehin, Y. Candau, A simultaneous characterization of thermal conductivity and diffusivity of polymer materials by a periodic method, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 37-1 (2004), 132-139.
- [2] V. Félix, Y. Jannot, A. Degiovanni, A thermal porosimetry method to estimate pore size distribution in highly porous insulating materials, *Review of scientific Instruments* 83 (2012), 054903
- [3] T. Tracz, Open porosity of cement pastes and their gas permeability, *Bul. Pol. Ac. Tech.*, 64-4 (2016), 775-783.
- [4] A. Boudenne, L. Ibos, Y. Candau, Analysis of uncertainties in thermophysical parameters of materials obtained from a periodic method, *Meas. Sci. Technol.*, 17 (2006), 1870-1876.
- [5] D. W. Marquardt, An algorithm for the least squares estimation of non linear parameters, *SIAM Journal*, 1 (1963), 431-441
- [6] K. Charlet, C. Morvan, J. Brérad, J.P. Jernot, M. Gomina. Etude morphologique d'un composite naturel La fibre de lin, *Revue des composites et des matériaux avancés*, 16-1 (2006), 11-24
- [7] A.C.A. Muller, Characterization of porosity & C-S-H in cement pastes by  $^1\text{H}$  NMR, Thèse, Lausanne, (2009)
- [8] J.D. Birchall, A.J. Howard, K. Kendall, Flexural strength and porosity of cements, *Nature*, 289 (1981), 388-390
- [9] Association Française de Génie Civil, Bétons Fibrés à Ultra-Hautes Performances, (2002), 155



# Utilisation d'une température de consigne variable selon un modèle de confort adaptatif pour réduire la charge de climatisation d'un bâtiment résidentiel à Marrakech (Maroc)

Haitham SGHIOURI<sup>1</sup>, Ahmed MEZRHAB<sup>\*1</sup>, Mustapha KARKRI<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Mécanique et Energétique, Université Mohammed Premier, 60000 Oujda, Maroc

<sup>2</sup>Université Paris-Est, CERTES, 61 Avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France

\* (auteur correspondant : amezrhab@yahoo.fr)

**Résumé** - Dans cette étude, nous nous sommes concentrés sur la réduction de la demande d'énergie pour la climatisation dans un bâtiment résidentiel marocain typique existant, pour cela nous avons cherché à utiliser une consigne de température de climatisation variable. La consigne variable qui change en fonction d'un modèle de confort adaptatif (EN 15251) est comparée à la consigne réglementaire établie dans le code thermique marocain (RTCM). L'utilisation d'une consigne variable permet une réduction de 53% de la demande de climatisation du bâtiment pour le climat de Marrakech.

## Nomenclature

$Depth$	Profondeur sous la surface, m	$T_c$	Température de confort, °C
$t_{now}$	Jour actuel de l'année, jour	$T_{ed-x}$	Température extérieure moyenne au jour x avant le jour actuel, °C
$t_{shift}$	Jour de l'année correspondant à la température de surface minimale, jour	$T_{mean}$	Température moyenne à la surface, °C
$T$	Température du sol à une profondeur spécifiée, °C	$T_{op}$	Température opérative, °C
$T_{amp}$	Amplitude de la température à la surface, °C	$T_{rm}$	Température moyenne glissante extérieure, °C

## 1. Introduction

La consommation d'énergie des bâtiments au Maroc arrive en deuxième position, après le transport, avec une part de 25% de la consommation totale d'énergie dans le pays, dont 18% pour le résidentiel et 7% pour le tertiaire [1]. La consommation d'énergie des bâtiments marocains devrait augmenter rapidement dans les prochaines années pour deux raisons, le développement substantiel du secteur des bâtiments et l'augmentation significative du taux d'équipement ménager en installations CVC, éclairage et eau chaude en raison de l'amélioration du niveau de vie et la baisse des prix de ces installations.

Le taux d'équipement des ménages en appareils de chauffage est passé de 1,9% en 2000 à 4,9% en 2010, grâce à la généralisation de l'électricité en milieu rural et à l'amélioration des conditions de vie. La consommation d'énergie pour le chauffage a presque doublé à 581 MWh. En outre, le taux d'équipement en appareils de climatisation suit le même schéma, puisqu'il a triplé de 3% à 10% entre 2000 et 2010.

Afin de réduire cette demande de climatisation, l'utilisation d'une consigne variable selon un modèle de confort adaptatif a été considérée dans cette étude.

## 2. Description du bâtiment

Le bâtiment étudié est un bâtiment multifamilial avec deux façades et deux étages. Chaque étage fait 2,7 m de hauteur avec une superficie de 108m<sup>2</sup>. La composition du rez-de-chaussée est présentée à la figure 1 et le premier étage à la figure 2.

La composition de ses murs et ses propriétés thermophysiques sont résumées dans le tableau 1, ces valeurs ont été extraites du logiciel Binayate réalisé par l'Agence Marocaine pour l'Efficacité Energétique (AMEE).

Elément de construction	Matériaux	Epaisseur (cm)	Conductivité (W/m.K)	Capacité thermique (Kj/kg.K)	Densité (kg/m <sup>3</sup> )
Mur extérieur	Ciment	1,5	1,3	1	1900
	Brique creuse	20	0,207	0,741	664
	Ciment	1,5	1,3	1	1900
Plancher	Carrelage	2	1,3	0,84	2300
	Mortier	5	1	1	1700
	Béton lourd	20	2	1	2450
Toiture	Plâtre	1	0,56	1	1350
	Hourdis	16	1,04	1	1513
	Béton lourd	7	2	1	2450
	Carrelage	2	1,3	0,84	2300
Mur intérieur	Ciment	1,5	1,3	1	1900
	Brique creuse	10	0,19	0,741	918
	Ciment	1,5	1,3	1	1900
Vitrage	Simple	U <sub>vitrage</sub> =5.74W/m <sup>2</sup> .K and Facteur solaire=0.87			

Tableau 1 : *Eléments de construction et leurs propriétés thermophysiques*

La proportion moyenne de surface vitrée est de 16,7% des murs du rez-de-chaussée, avec 21,2% pour la façade sud et 12,3% pour la façade nord. Le 1<sup>er</sup> étage a une plus grande proportion de surface vitrée de 19,4%, avec 21,2% et 17,6% sur les façades sud et nord respectivement, comme indiqué dans le tableau 2.

	Façade sud	Façade nord
Rez-de-chaussée	21,2%	12,3%
1 <sup>er</sup> étage	21,2%	17,6%

Tableau 2 : *Pourcentage de surface vitrée pour chaque façade*

## 3. Emplacement et données météorologiques

Les données météorologiques utilisées dans la simulation proviennent d'un fichier météorologique typique (TMY2) pour la ville de Marrakech, certaines données météorologiques pertinentes sont présentées dans le tableau 3. Le mois le plus froid est janvier avec une température minimale de 2,5 °C, le mois le plus chaud est Juillet avec une température de maximale de 44,6 °C et la température moyenne annuelle est de 20,3 °C. Il est à noter que les valeurs d'irradiance solaire horizontale globale en été peuvent être très néfastes et surchauffer le bâtiment.

Mois	Température moyenne (°C)	Température minimale (°C)	Température maximal (°C)	Moyenne mensuelle de l'irradiance solaire horizontale globale (kW.m <sup>-2</sup> .jour <sup>-1</sup> )
Janvier	11,9	2,5	22,5	3,74
Février	14,3	4,7	25,1	4,21
Mars	17,5	6,6	29,7	5,77
Avril	18,6	8,8	32,5	6,73
Mai	21,6	11,1	37,3	7,29
Juin	26,1	15,7	41,7	7,76
Juillet	28,8	17,5	44,6	7,8
Août	28,1	16,8	41,4	7,16
Septembre	25	14,5	39,5	5,93
Octobre	22	11,3	34,5	4,83
Novembre	16,4	5,8	29,8	3,93
Décembre	13,2	4,3	22,9	3,45

Tableau 3 : Données météorologiques de la ville de Marrakech

## 4. Simulation

### 4.1. Hypothèses de simulation

TRNSYS est un outil de simulation thermique dynamique pour la modélisation de systèmes énergétiques. Les systèmes sont modélisés en utilisant des composants appelés « Types » qui sont interconnectés à travers des entrées et des sorties dépendantes du temps.

Le bâtiment est divisé en 13 zones thermiques représentée chacune par un « airnode » dans TRNSYS en utilisant le Type56 qui sert à modéliser le bâtiment [2], à l'exception de la zone thermique de la cage d'escalier modélisée avec deux « airnodes » comme illustré sur la figure 1.

Les ombres des bâtiments environnants ont également été pris en compte dans le modèle en raison de leur énorme impact sur la précision de la simulation [3]. Ces ombrages ont été modélisé en utilisant le plugin TRNSYS3D dans SketchUp. Les conditions aux limites des murs extérieurs ouest et est ont été définies comme adiabatiques car on suppose qu'il y a deux bâtiments qui sont collés au bâtiment étudié par la façade ouest et la façade est, et qu'ils ont la même charge thermique que le bâtiment simulé.

Les fenêtres à simple vitrage sont supposées fermées en permanence pendant la simulation. Le coefficient d'absorption solaire des murs extérieurs et du toit a été fixé à 0,5. Le bâtiment a été couplé au sol en utilisant le Type77 qui utilise la corrélation de Kusuda (équation 1) pour calculer la température du sol [4]. La température initiale de l'air a été fixée à 20 °C et l'humidité à 50% dans toutes les zones thermiques du bâtiment. Pour une estimation plus réaliste de la charge de climatisation, les gains internes ont été pris en compte (tableau 4) conformément aux normes ISO7730:2005 [5] et ISO8996:2004 [6], en plus du comportement des occupants (4 adultes et 4 enfants dans l'ensemble du bâtiment).

$$T = T_{mean} - T_{amp} * \exp \left[ -depth * \left( \frac{\pi}{365\alpha} \right)^{0.5} \right] * \cos \left\{ \frac{2\pi}{365} * \left[ t_{now} - t_{shift} - \frac{depth}{2} * \left( \frac{365}{\pi\alpha} \right)^{0.5} \right] \right\} \quad (1)$$

	Type de gain interne	Horaire quotidien	Niveau d'activité /personne /Puissance (W)
<b>Chambres 1 et 4</b>	- Eclairage	- 20h à 22h	- 36 W
	- PC	- 20h à 22h	- 80 W
	- PC portable	- 20h à 22h	- 40 W
	- Personnes	- 20h à 22h : 2 personnes faisant des activités sédentaires pendant la semaine	- 126 W
<b>Chambres 2,3,5 et 6</b>	- Eclairage	- 22h to 23h	- 36 W
	- Personnes	- 22h to 23h : 2 personnes allongées	- 83 W
		- 23h to 7h : 2 personnes dormant	- 72 W
<b>Salle à manger</b>	- Eclairage	- 18h à 22h	- 72 W
	- Personnes	- 07h à 8h, 12h à 14h et 18h à 20h : 4 personnes assises, 20h à 22h : 2 personnes assises (Pendant WE : 7h à 22h 4 personnes)	- 104 W
	- Cuisine	- 07h à 8h, 12h à 14h et 18h à 20h	- 500 W
	- Réfrigérateur	- 24h	- 300 W
	- TV	- 12h à 14h et 18h à 22 la semaine (Pendant WE : 8h à 22h)	- 100 W
<b>Cuisine</b>	- Eclairage	- 18h à 22h	- 36 W
	- Cuisine	- 07h à 8h, 12h à 14h et 18h à 20h	- 500 W
	- Réfrigérateur	- 24h	- 300 W
<b>Salle de séjour</b>	- Eclairage	- 19h à 22h	- 72 W
	- TV	- 12h à 14h et 18h à 22 la semaine (Pendant WE : 8h à 22h)	- 100 W
	- Personnes	- 07h à 8h, 12h à 14h et 18h à 20h : 4 personnes assises, 20h à 22h : 2 personnes assises (Pendant WE : 7h à 22h 4 personnes)	- 104 W

Tableau 4 : Gains internes et comportement des occupants

#### 4.2. Modèle de confort thermique

Un modèle de confort adaptatif doit être utilisé, car le bâtiment est ventilé naturellement et, d'autre part, les occupants peuvent s'adapter à la température ressentie pour améliorer leur confort. Ainsi, cette section est dédiée à la présentation d'un tel modèle.

Selon la norme EN 15251 [7], une température opérative  $T_{op}$  est considérée comme confortable lorsqu'elle est comprise entre une limite supérieure et inférieure définie en fonction de la température moyenne glissante extérieure  $T_{rm}$  en plus de la catégorie d'acceptabilité considérée (catégories I, II et III). Pour la norme EN 15251, la température de confort  $T_c$  a été calculée selon les règles suivantes :

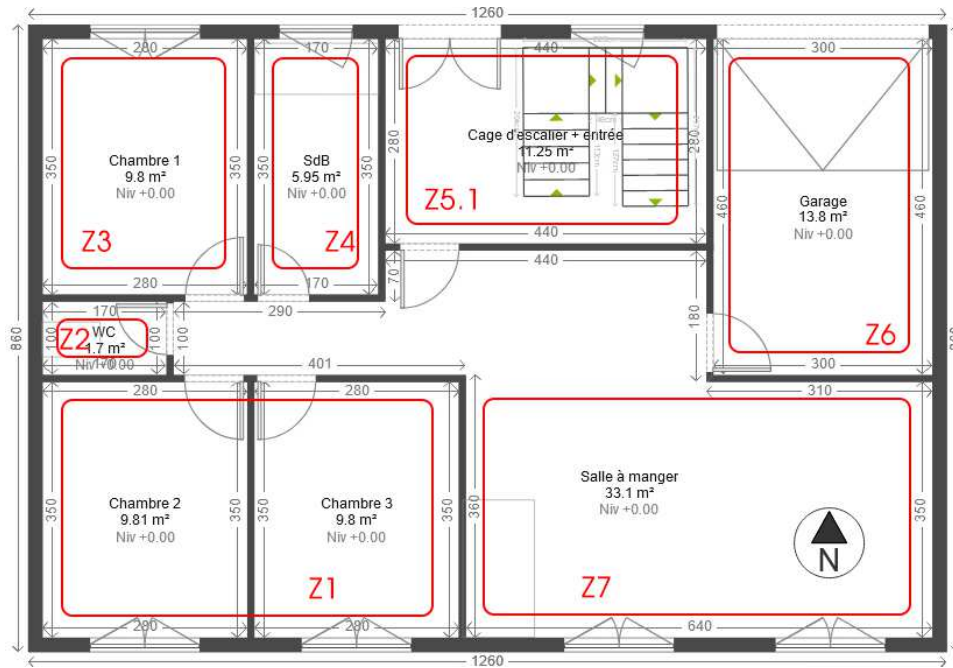


Figure 1 : Plan du rez-de-chaussée



Figure 2 : Plan du premier étage

$$\left\{ \begin{array}{ll} T_{rm} < 10^{\circ}C & \text{N'est pas applicable} \\ 10^{\circ}C < T_{rm} < 15^{\circ}C & \text{Pour les limites inférieures } T_c = 23.75 \\ 10^{\circ}C < T_{rm} < 15^{\circ}C & \text{Pour les limites supérieures } T_c = 0.33 * T_{rm} + 18.8 \\ 15^{\circ}C < T_{rm} < 30^{\circ}C & T_c = 0.33 * T_{rm} + 18.8 \\ T_{rm} > 30^{\circ}C & \text{N'est pas applicable} \end{array} \right. \quad (2)$$

Où  $T_{rm}$ , la température moyenne glissante extérieure, est la moyenne pondérée de la température de l'air à l'extérieur du bâtiment des 7 jours précédents, qui est calculée en utilisant la relation (3).

$$T_{rm} = \frac{(T_{ed-1} + 0.8 T_{ed-2} + 0.6 T_{ed-3} + 0.5 T_{ed-4} + 0.4 T_{ed-5} + 0.3 T_{ed-6} + 0.2 T_{ed-7})}{3.8} \quad (3)$$

Il convient de noter qu'il existe trois limites d'acceptabilité pour ce modèle adaptatif (catégories I, II et III). La limite d'acceptabilité utilisée dans cette étude est la catégorie III qui peut être utilisée pour les bâtiments existants (équations 4 et 5).

$$\text{Limite supérieure de la Catégorie III : } T_{op} = T_c + 4^\circ\text{C} \quad (4)$$

$$\text{Limite inférieure de la Catégorie III : } T_{op} = T_c - 4^\circ\text{C} \quad (5)$$

Ce sont ces valeurs limites qui vont spécifier la consigne pour les systèmes de climatisation dans le bâtiment, la demande d'énergie de ces systèmes sera basée sur cette consigne et sera comparée à la demande d'énergie du bâtiment avec une consigne réglementaire de 26 °C pour la climatisation.

## 5. Résultats et discussion

L'effet d'une stratégie de climatisation basée sur l'approche adaptative du confort des occupants est étudié en comparant les charges de climatisation dans les zones thermiques 1, 7, 8 et 13 du bâtiment considéré à celles générées par une consigne fixe conforme au code thermique marocain. Ces 4 zones sont particulièrement intéressantes car elles sont sur la façade sud où les gains solaires sont maximaux.

Les charges de chauffage et de climatisation du bâtiment présentées dans le tableau 5 sont calculées en adoptant deux stratégies de chauffage/climatisation :

- Stratégie conforme au code thermique : la température de consigne de chauffage et de climatisation est réglée pour être conforme au règlement thermique des constructions au Maroc, qui dans ce cas est de 26 °C pour la climatisation et de 20 °C pour le chauffage.
- Stratégie de confort adaptatif : la température de consigne varie pour assurer le confort thermique des occupants selon le modèle de confort adaptatif EN 15251 qui n'est valide qu'en période chaude. Durant la saison froide, la consigne réglementaire est utilisée pour le chauffage i.e. 20 °C comme indiqué sur la Figure 3.

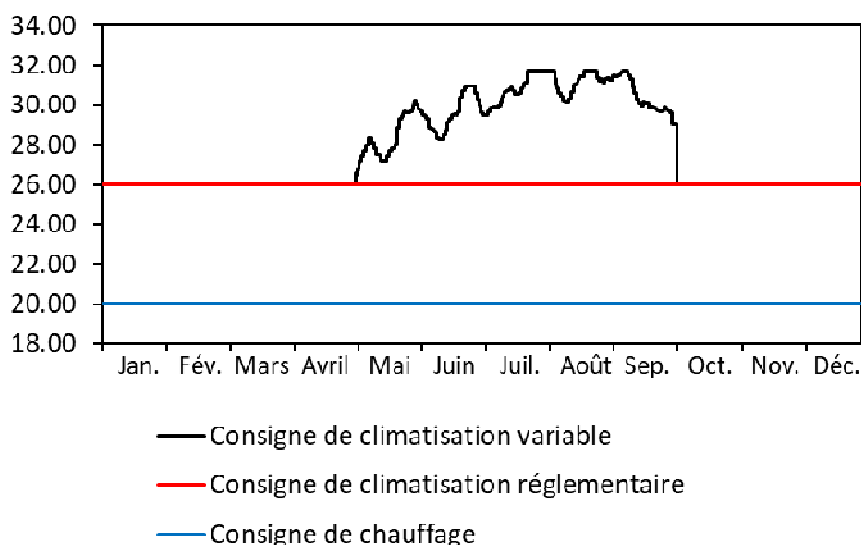


Figure 3 : Profils des températures de consigne

	Salle à manger		Chambres 2-3		Chambres 5-6		Salle de séjour	
	Chauff. (kWh)	Clim. (kWh)	Chauff. (kWh)	Clim. (kWh)	Chauff. (kWh)	Clim. (kWh)	Chauff. (kWh)	Clim. (kWh)
<b>Consigne variable</b>	868,2	1527,2	1159,9	682,2	199,0	1367,4	308,7	2227,0
<b>Consigne fixe</b>	868,2	3372,1	1159,9	2116,8	199,0	2722,9	308,7	4136,1

Tableau 5 : Demandes de chauffage et de climatisation

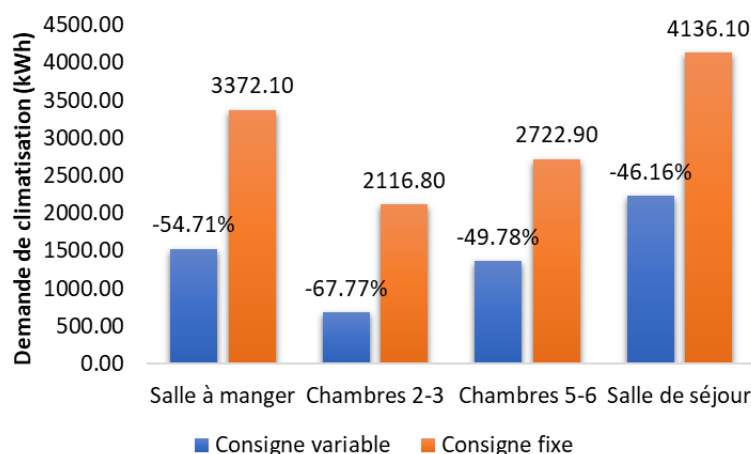


Figure 4 : Variation de la demande de climatisation selon la consigne utilisée

En utilisant une consigne variable selon un modèle de confort adaptatif, la charge de climatisation diminue de 53% en moyenne pour le climat chaud de la ville de Marrakech (voir Figure 4).

## 6. Conclusion

Dans cette étude, nous nous sommes concentrés sur la réduction de la demande d'énergie pour la climatisation dans un bâtiment résidentiel marocain typique existant, pour cela nous avons cherché à utiliser une consigne de température de climatisation variable.

Au départ, le bâtiment a été modélisé en tenant compte des gains internes et du comportement des occupants qui sont l'une des principales causes de surchauffe en été, puis une simulation du bâtiment de référence a été faite, en utilisant TRNSYS, afin d'obtenir les performances thermiques (charges de chauffage et de refroidissement) du bâtiment existant avant l'utilisation de la température de consigne variable.

Tout au long de l'étude, le confort des occupants est évalué grâce à un modèle de confort adaptatif (EN 15251) pour les conditions chaudes d'été. La plage de température de confort donnée par ce modèle est ensuite utilisée pour définir les consignes des systèmes de climatisation afin de les comparer aux consignes recommandées par la réglementation marocaine (RTCM) qui sont de 26 °C pour la climatisation et 20 °C pour le chauffage. Ainsi, la consommation d'énergie pour la climatisation pour ces deux cas (conforme au règlement vs consigne variable) ont été relevées et comparées, ces résultats ont montré un avantage certain de l'approche adoptant une température de consigne variable selon le modèle de confort

adaptatif, conduisant à une réduction de 53% de la charge de refroidissement de référence pour le climat chaud de Marrakech.

### Références

- [1] AMEE - Agence Marocaine pour l'Efficacité Energétique, (n.d.). <http://www.amee.ma/index.php/fr/> (accessed November 29, 2017).
- [2] S.A. Klein, J.A. Duffie, W.A. Beckman, TRNSYS - A Transient Simulation Program., *ASHRAE Trans.* 82 (1976) 623–633.
- [3] S. Nikoofard, V.I. Ugursal, I. Beausoleil-Morrison, Effect of external shading on household energy requirement for heating and cooling in Canada, *Energy Build.* 43 (2011) 1627–1635.
- [4] T. Kusuda, P.R. Achenbach, Earth Temperature and Thermal Diffusivity at Selected Stations in the United States., (1965).
- [5] BS EN ISO 07730:2005 Ergonomics of the thermal environment -- Analytical determination and interpretation of thermal comfort using calculation of the PMV and PPD indices and local thermal comfort criteria, (2005).
- [6] ISO 8996:2004 Ergonomics of the thermal environment -- Determination of metabolic rate, (2004).
- [7] BS EN 15251:2007 Indoor environmental input parameters for design and assessment of energy performance of buildings addressing indoor air quality, thermal environment, lighting and acoustics, (2007).

### Remerciements

Cette étude fait partie d'un projet soutenu financièrement par le Centre National pour la Recherche Scientifique et Technique (CNRST), Maroc.



# Analyse de sensibilité d'un modèle validé de puits canadien et étude de son potentiel de rafraîchissement et de préchauffage pour la ville d'Oujda

Haitham SGHIOURI<sup>1</sup>, Ahmed MEZRHAB<sup>\*1</sup>, Mustapha KARKRI<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Mécanique et Energétique, Université Mohammed Premier, 60000 Oujda, Maroc

<sup>2</sup>Université Paris-Est, CERTES, 61 Avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France

\* (auteur correspondant : amezrhab@yahoo.fr)

**Résumé** - Dans cet article, le potentiel de rafraîchissement et de préchauffage d'un puits canadien est étudié pour le climat semi-aride d'Oujda (Maroc). Une analyse de sensibilité du modèle est réalisée pour identifier les paramètres qui influencent les performances du puits canadien. L'étude se fait en couplant l'outil de simulation thermique dynamique TRNSYS à l'outil d'analyse de sensibilité SimLab. Le modèle a été validé à l'aide des données expérimentales issues de la littérature, avec des erreurs absolues maximale et moyenne de 0.9°C et de 0.25°C, respectivement. Le système étudié a un potentiel de rafraîchissement de l'ordre de 1100kWh, et un potentiel de préchauffage de 850kWh. Ces potentiels ont été évalués pour la saison estivale (juin-septembre) et la saison hivernale (décembre-mars), respectivement.

## Nomenclature

$d_{i,j}$	Effet élémentaire pour le facteur j	$Y$	Le modèle étudié
$D_{j,s}$	Distance normalisée		Symboles grecs
$l_j$	Distance euclidienne entre le point $(\mu_j^*, \sigma_j)$ et l'origine des axes	$\mu_j$	Ecart moyen de l'effet élémentaire
$Q$	Nombre de niveaux	$\mu_j^*$	Ecart moyen absolu de l'effet élémentaire
$r$	Nombre de répétitions	$\sigma_j$	Écart-type des effets élémentaires

## 1. Introduction

L'augmentation du taux d'équipement des ménages en équipements de chauffage et de climatisation, augmente considérablement la consommation d'électricité au Maroc, en particulier, le taux d'équipement des ménages en équipements de climatisation qui est passé de 3% en 2000 à 10% en 2010 [1], contribuant fortement à la consommation d'électricité dans le bâtiment qui représente 50,6% de la consommation totale d'électricité finale dans le pays avec une part de 33,6% pour le secteur de la construction résidentielle [2]. En outre, le code thermique entré en vigueur en 2015 impose l'utilisation de l'isolation thermique dans les bâtiments neufs, ce qui contribuera à l'augmentation de la charge de refroidissement dans les bâtiments et par conséquent à l'augmentation de l'utilisation des équipements de climatisation conventionnels, ce qui peut entraîner une augmentation de la consommation d'électricité mais aussi la pointe de consommation électrique. Pour réduire ces effets, des techniques passives peuvent être utilisées dans le bâtiment pour réduire la demande de refroidissement en particulier pour les climats chauds comme celui de la ville d'Oujda (34.7 °N, -1.8 °E), qui fait partie de la zone 3 du zonage climatique marocain, caractérisée par une forte demande de chauffage en hiver et une forte demande de refroidissement en été.

Parmi ces techniques passives, nous avons proposé d'étudier l'échangeur de chaleur Sol-Air également connu sous le nom de « puits canadien » qui est une technique très ancienne utilisée

dans l'architecture iranienne. Le puits canadien exploite l'énergie géothermique à très basse température, dont la chaleur provient du rayonnement solaire et de la température de l'air ainsi que du ruissellement de l'eau de pluie.

Si correctement dimensionné, le puits canadien est une alternative réalisable et rentable à la climatisation conventionnelle car elle n'a besoin que d'un ventilateur pour assurer le mouvement de l'air. C'est là que la simulation peut intervenir en aidant à dimensionner le puits canadien et à prédire l'impact des paramètres de fonctionnement tels que la longueur du tuyau, la profondeur de l'enfouissement et le débit sur son potentiel de chauffage et de refroidissement.

Plusieurs chercheurs se sont intéressés à la modélisation du puits canadien, dont Al-Ajmi et al. [3] qui ont développé un modèle analytique dans TRNSYS pour étudier le puits canadien pour le climat du Koweït. La mécanique des fluides numériques (MFN) est également utilisée dans la modélisation 3D des puits canadiens comme dans l'étude menée par Bansal et al. [4]. Des études expérimentales sur le puits canadien sont aussi disponibles dans la littérature, dont celle réalisée par Khabbaz et al. [5] qui sera utilisée dans cet article pour valider le modèle proposé. Plusieurs autres recherches sont menées sur le couplage entre le puits canadien et le bâtiment, comme l'étude réalisée par et Benhammou et al. [6].

## 2. Description du modèle

Dans cette étude, un modèle TRNSYS validé (voir Figure 1) est proposé pour simuler le puits canadien afin d'évaluer sa température de sortie pour le climat semi-aride de la ville d'Oujda pendant la période du 1<sup>er</sup> janvier au 31 décembre. Cependant, le potentiel de chauffage et de refroidissement est calculé pour les saisons hivernale et estivale. À savoir, la saison hivernale s'étend du 1<sup>er</sup> décembre au 31 mars et la saison estivale du 1<sup>er</sup> juin au 30 septembre.

TRNSYS est un outil de simulation thermique dynamique pour la modélisation de systèmes énergétiques [7]. Les systèmes sont modélisés en utilisant des composants appelés « types » qui sont interconnectés à travers des entrées et des sorties dépendantes du temps.

Pour réaliser la simulation, le pas de temps est de 5min et les types utilisés sont : Type15 pour les données météo de la ville d'Oujda issus de METEONORM, Type744 pour le ventilateur, qui prend en entrée la température de l'air ambiant, spécifie le débit et la température de l'air d'entrée au puits canadien et modélise le phénomène de gain de chaleur par l'air dû à l'action du ventilateur, et le Type952 qui prend en entrée la température à la sortie du ventilateur et le début d'air spécifié par le ventilateur pour modéliser le puits canadien, ce type modélise les échanges de chaleurs entre le sol et l'air contenu dans le tube.

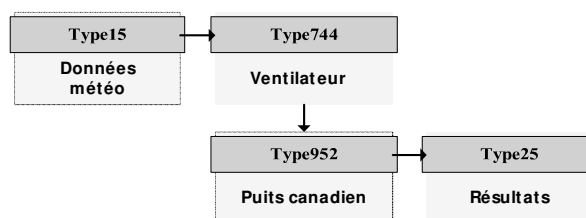


Figure 1 : Diagramme du modèle proposé

## 3. Validation

Pour valider le modèle, la simulation est effectuée pendant 6 jours du 1<sup>er</sup> juillet 2013 au 7 exclu du même mois, pour le climat de la ville de Marrakech. Ensuite, il est comparé aux

données expérimentales du travail effectué par Khabbaz et al. [5]. La validation de ce modèle va nous permettre par la suite d'utiliser ce modèle pour un climat différent.

Le puits canadien simulé est un tuyau horizontal en PVC de 72m enterré à 2,85m dans le sol, avec un diamètre intérieur de 15cm et une épaisseur de 0,5cm, avec un ventilateur de 44W pour assurer le mouvement de l'air avec un débit d'air de 244m<sup>3</sup>/h. un schéma de l'installation est présenté sur la figure 2.

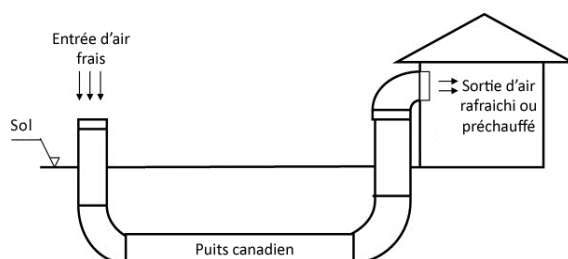


Figure 2 : Schéma du puits canadien.

Les caractéristiques thermophysiques du tuyau en PVC, du sol et de l'air sont présentées dans le tableau 1. Il convient de noter que la densité et la capacité calorifique du tube en PVC n'interviennent pas dans les calculs.

Matériau	Conductivité thermique (W/m.K)	Densité (kg/m <sup>3</sup> )	Chaleur spécifique (kJ/kg.K)
PVC	0.2	-	-
Sol	1,28	1415	0,932
Air	0,0263	1,1614	1,007

Tableau 1 : caractéristiques thermophysiques

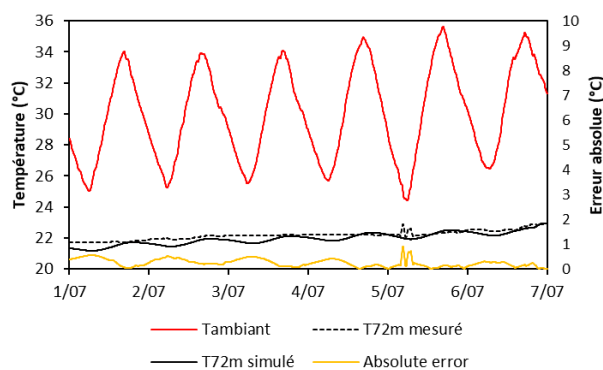


Figure 3 : Validation du modèle

Les résultats de simulation du modèle TRNSYS présenté ci-dessus sont comparés aux données expérimentales dans la figure 3, où les températures simulée et mesurée à la sortie du puits canadien (72m) sont présentées. Il est clair que le modèle simule très fidèlement le phénomène de transfert d'énergie qui se produit dans le puits canadien, donnant ainsi une très bonne estimation de la température à la sortie du puits canadien (à 72m).

L'erreur absolue maximale entre la simulation et l'expérience à la sortie du système puits est de 0,9 °C ce qui représente une erreur relative de 3,9%.

D'après ce qui précède, le modèle du puits canadien présenté a montré des résultats de prédiction très convaincants pour la température de l'air à la sortie du puits et a montré un bon

accord avec les données expérimentales. Par conséquent, le modèle sera utilisé dans ce qui suit pour prédire la température de l'air à la sortie du puits, en plus de son potentiel de chauffage et de refroidissement dans un cas différent avec des données météorologiques différentes.

#### 4. Analyse de sensibilité

L'objectif des méthodes d'analyse de sensibilité est de quantifier l'impact de la variation des paramètres d'entrée sur les variables de sortie. Ainsi, ils permettent une classification de ces paramètres du plus influent au négligeable.

La méthode utilisée dans cette étude est la méthode de Morris [8-9] en raison de son temps de calcul peu coûteux par rapport aux méthodes d'analyse de sensibilité globale basées sur la variance comme Sobol et FAST. En plus de cela, elle prend en compte les interactions entre les paramètres contrairement aux méthodes d'analyse de sensibilité locales.

Un intervalle d'incertitude est d'abord considéré sur chaque facteur incertain, en fixant une valeur haute et basse comme indiqué dans le tableau 2. L'intervalle est ensuite discrétisé en un nombre  $Q=8$  de niveaux, puis normalisé pour obtenir une gamme de variation telle que décrite dans l'équation 1.

Dans cette étude, l'analyse de sensibilité se focalise sur la première étude de cas issue des travaux de Khabbaz et al. [5] qui a servi de validation au modèle, car les données tirées pour ce cas sont plus fiables que celles du deuxième cas d'étude que nous avons réalisé pour la ville de Oujda qui n'est pas validé.

	Valeur nominale	Incertitude	Distribution
P1 : Longueur du tube	72m	± 5%	Uniforme
P2 : Conductivité du tube	0.2W/m.K	± 10%	Uniforme
P3 : Profondeur d'enfouissement	2.85m	± 5%	Uniforme
P4 : Conductivité du sol	1.28W/m.K	± 10%	Uniforme
P5 : Densité du sol	1415kg/m <sup>3</sup>	± 10%	Uniforme
P6 : Chaleur spécifique du sol	0.932kJ/kg.K	± 10%	Uniforme
P7 : Température moyenne à la surface	19.6°C	± 5%	Uniforme
P8 : Amplitude à la surface	8.7°C	± 5%	Uniforme
P9 : Débit	244m <sup>3</sup> /h	± 10%	Uniforme

Tableau 2 : Liste des facteurs et de leurs intervalles d'incertitude

Bien que la plupart des facteurs présentés aient des distributions de type "normales". Nous avons choisi de considérer la distribution de l'incertitude comme uniforme afin de générer des simulations avec des erreurs de prédiction équitablement réparties sur les intervalles d'incertitude des facteurs.

$$\left[0; \frac{1}{Q-1}; \frac{2}{Q-1}; \dots; 1\right] \quad (1)$$

La méthode de Morris est une méthode OAT (One At a Time), elle consiste à répéter r fois (10 fois dans cette étude) un plan OAT aléatoirement dans l'espace discrétisé des facteurs incertains. Un plan OAT est un plan d'expérience dans lequel la valeur d'un seul paramètre à la

fois est modifiée, et une seule fois. Il peut être interprété comme une analyse statistique des estimations empiriques des dérivées partielles (ou des variations) d'une sortie du modèle par rapport à chaque facteur. Un nombre suffisant de répétitions  $r * (k + 1)$  est nécessaire pour assurer une bonne précision des indices, ce qui donne 100 exécutions du modèle pour cette étude.

Chaque trajectoire  $i$  permet de calculer un « effet élémentaire » pour le facteur  $j$  en utilisant l'équation 2.

$$d_{i,j}(Y) = \pm \frac{Y(P_1^i, \dots, P_j^i \pm \Delta, \dots, P_k^i) - Y(P_1^i, \dots, P_j^i, \dots, P_k^i)}{\Delta} \quad (2)$$

Avec  $Y$  le modèle étudié et  $P_1, \dots, P_k$  les  $k$  facteurs incertains et  $\Delta$  est la valeur du « saut » proportionnelle à  $1 / (Q-1)$ . Une fois les 10 répétitions terminées, chaque facteur incertain a des effets dont sont calculés l'écart moyen des effets élémentaires  $\mu_j$  (équation 3), l'écart absolu moyen des effets élémentaires  $\mu_j^*$  (équation 4), et l'écart-type des effets élémentaires  $\sigma_j$  (équation 5).

Écart moyen des effets élémentaires :

$$\mu_j = \sum_{i=1}^r \frac{d_{i,j}(Y)}{r} \quad (3)$$

Écart absolu moyen des effets élémentaires :

$$\mu_j^* = \sum_{i=1}^r \frac{|d_{i,j}(Y)|}{r} \quad (4)$$

Écart-type des effets élémentaires :

$$\sigma_j = \sqrt{\sum_{i=1}^r (d_{i,j}(Y) - \mu_j)^2 / r} \quad (5)$$

Pour classer les facteurs  $P_j$  par leur effet sur la sortie  $Y$  du modèle, comme mentionné précédemment, une analyse du graphe de Morris ( $\mu_j^*$  en abscisse et  $\sigma_j$  en ordonnée) est nécessaire pour distinguer les facteurs les plus influents. Cependant, cette classification reste subjective [10], et pour la simplifier, la distance entre l'origine de l'axe (0,0) et le point ( $\mu_j^*$ ,  $\sigma_j$ ) est calculée à l'aide de l'équation 6.

$$l_j = \sqrt{\mu_j^{*2} + \sigma_j^2} \quad (6)$$

Cette distance est ensuite normalisée en utilisant l'équation 7 pour obtenir un seul chiffre pour classer chaque facteur  $P_j$  en fonction de son impact sur la sortie  $Y$  du modèle.

$$D_{j,s} = \frac{l_{j,s} - \min_j l_{j,s}}{\max_j l_{j,s} - \min_j l_{j,s}} \quad (7)$$

## 5. Données météorologiques

Les données météorologiques utilisées dans la simulation proviennent d'un fichier météorologique typique (TMY2) construit à l'aide de données météo d'une période de 20 ans. Le fichier météo est généré à l'aide de METEONORM pour la ville d'Oujda (34.7 °N, -1.8 °E).

Le mois le plus froid est janvier avec une température minimale de  $-1,7\text{ }^{\circ}\text{C}$ , et le moins le plus chaud c'est juillet avec une température maximale de  $39,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ , la température moyenne annuelle de la ville est de  $16,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

## 6. Description du puits canadien simulé pour la ville d'Oujda

Après avoir validé le modèle du puits canadien, ce dernier est utilisé pour évaluer le potentiel de chauffage et de rafraîchissement du système pour la ville d'Oujda au nord-est du Maroc, dont le climat et certaines données météorologiques ont été présentés dans le paragraphe précédent.

Le puits canadien étudié est un tuyau en PVC de 53m de long, enterré à 2,5m dans le sol, dont le diamètre est de 15cm avec une épaisseur de 0,5cm. Le débit d'air nominal à travers le système est de  $280\text{m}^3/\text{h}$  fourni par un ventilateur de 65W (valeur nominale). Les dimensions de ce puits canadien sont issues d'une règle du pouce et ne sont pas le fruit d'une optimisation, ceci dit, une optimisation est possible en réalisant une étude paramétrique du modèle en variant les paramètres les plus influents déterminés par l'analyse de sensibilité.

Les propriétés thermophysiques du tuyau en PVC, du sol et de l'air à  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  et 1 atm utilisées dans les simulations sont présentées dans le tableau 3.

Matériau	Conductivité thermique (W/m.K)	Densité ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	Chaleur spécifique (kJ/kg.K)
PVC	0.19	-	-
Sol	1,3	1584	1,231
Air	0,0257	1,205	1,005

Tableau 3 : caractéristiques thermophysiques

## 7. Résultats et discussion

### 7.1. Analyse de sensibilité

Le résultat de l'étude de sensibilité est donné par la figure 4, où nous voyons que les facteurs les plus influents sur le potentiel de chauffage et de rafraîchissement du modèle de puits canadien étudié sont dans l'ordre suivant : température moyenne à la surface, débit d'air, densité du sol et sa chaleur spécifique, la profondeur d'enfouissement du tuyau et sa longueur. D'autre part, les facteurs les plus influents sur la température moyenne de l'air du puits canadien sont dans l'ordre suivant : température moyenne à la surface, débit d'air, conductivité du sol et longueur du tuyau, les autres paramètres ont des effets négligeables.

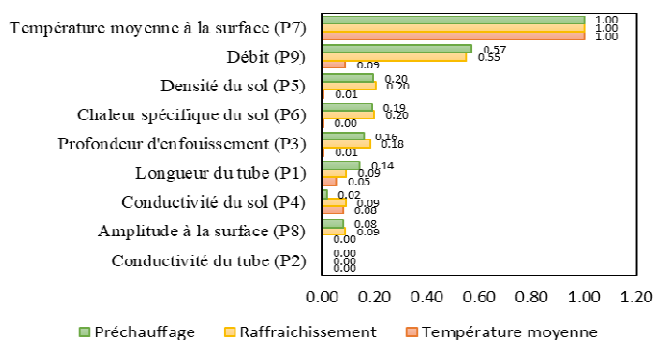


Figure 4 : Classification des facteurs selon leur influence sur le modèle

## 7.2. Température et potentiel de préchauffage et de rafraîchissement

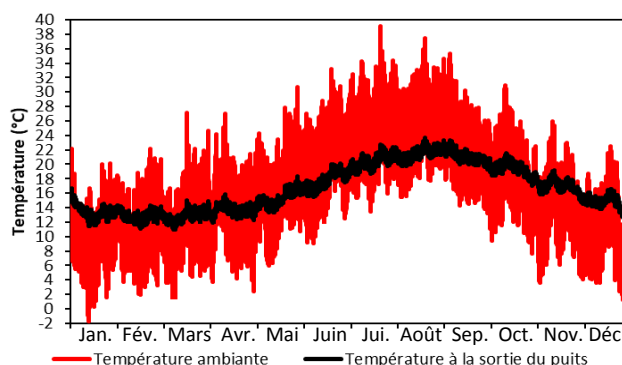


Figure 5 : La température à la sortie du puits pour une année

Sur la figure 5, nous voyons que la température varie entre  $-1,725\text{ °C}$  et  $39,1\text{ °C}$ , alors que la température de l'air à la sortie du puits reste entre  $10,9\text{ °C}$  et  $23,7\text{ °C}$ .

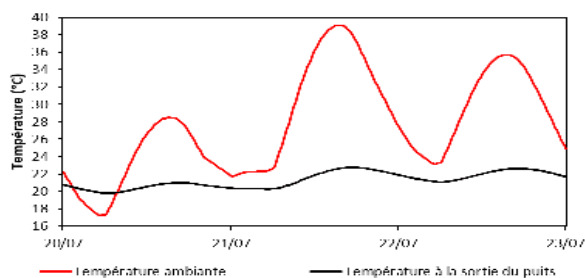


Figure 6 : Température à la sortie du puits canadien pour les jours les plus chauds

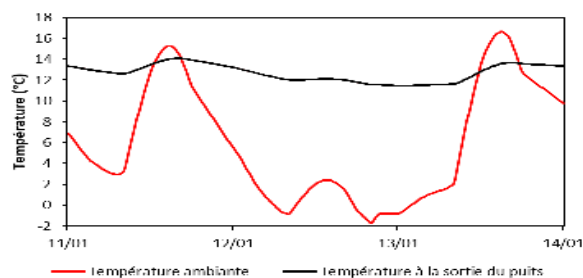


Figure 7 : Température à la sortie du puits canadien pour les jours les plus froids

Le jour le plus chaud de l'été à 16h00 alors que la température de l'air ambiant est de  $39,1\text{ °C}$ , le puits canadien fournit une température de l'air de  $22,67\text{ °C}$ , diminuant ainsi la température de l'air de  $16,43\text{ °C}$  (voir Figure 6). D'autre part, pour le jour le plus froid de l'hiver à 20h00 alors que la température ambiante est de  $-1,72\text{ °C}$ , l'air à la sortie du puits canadien a une température de  $11,56\text{ °C}$ , augmentant ainsi la température de l'air de  $13,28\text{ °C}$ . Ce qui est insuffisant pour ventiler directement un bâtiment. Cependant, il peut être utilisé pour préchauffer l'air avant d'entrer dans le système de chauffage (voir Figure 7).

Le potentiel de rafraîchissement est calculé en sommant la chaleur perdue par le fluide parcourant le tube en PVC sur une période qui s'étale du 1<sup>er</sup> juin au 30 septembre, sa valeur pour la journée d'été la plus chaude (21 juillet) est de  $21,59\text{ kWh}$ , alors que le potentiel de rafraîchissement total pour l'année est de  $1101,77\text{ kWh}$ . Selon l'AMEE (Agence Marocaine Pour l'Efficacité Energétique) la demande de climatisation dans un bâtiment résidentiel neuf s'élève à  $39\text{ kWh/m}^2\text{.an}$ , or le puits canadien permet  $11\text{ kWh/m}^2\text{.an}$  d'économie, ce qui représente  $28,2\%$  de réduction de la demande de climatisation.

D'autre part, le potentiel de préchauffage est calculé en sommant la chaleur gagnée par le fluide parcourant le tube en PVC sur une période qui s'étale du 1<sup>er</sup> décembre au 31 mars, sa valeur pour le jour d'hiver le plus froid (12 janvier) est de  $24,56\text{ kWh}$ , alors que le potentiel de préchauffage total pour l'année est de  $861,46\text{ kWh}$ . Le même raisonnement que pour la climatisation concernant l'économie d'énergie ne peut être suivi dans ce cas de figure car la température de sortie du puits canadien en hiver n'est pas adaptée au chauffage.

## 8. Conclusion

Après avoir modélisé le puits canadien, une validation du modèle a été faite en comparant les résultats de la simulation à des résultats expérimentaux tirés de la littérature. Un bon accord a été trouvé entre la simulation et les données expérimentales, avec une erreur absolue moyenne de 0,9 °C pour la température de l'air à la sortie du puits canadien. Ensuite, une analyse de sensibilité a été menée pour déterminer les paramètres les plus influents du modèle, il a été déterminé que les paramètres de conception les plus influents sont le débit d'air et la profondeur d'enfouissement du tube. Ensuite, le modèle validé a été utilisé pour évaluer la performance du puits canadien à des fins de rafraîchissement et de chauffage pendant la période estivale de juin à septembre et la période hivernale de décembre à mars dans le climat semi-aride de la ville d'Oujda (Maroc). Le puits canadien étudié est un tuyau en PVC de 53m enterré à 2,5m, d'un diamètre de 15cm pour un débit d'air de 280m<sup>3</sup>/h, ce qui est suffisant pour le renouvellement d'air d'une maison de 100m<sup>2</sup>. Les résultats sont très convaincants, car le puits canadien fournit une température de l'air de 22,67 °C pendant la journée la plus chaude de l'été, alors que la température de l'air extérieur est de 39,1 °C, ce qui réduit la température de l'air de 16,43 °C. Le système est tout à fait concevable pour une utilisation directe dans le bâtiment avec son potentiel de rafraîchissement total de 1102 kWh / an. Alors que pour le chauffage, les résultats montrent que l'utilisation directe de ce système ne convient pas pour l'hiver malgré son potentiel de chauffage de 861 kWh, il peut cependant être utilisé pour le préchauffage de l'air. Les paramètres les plus influents déterminés dans cette étude peuvent servir pour la réalisation d'une optimisation du système de puits canadien à installer, en réalisant une étude paramétrique. Dans une étude future le puits canadien sera couplé à un bâtiment pour évaluer son impact sur la température et l'humidité à l'intérieur du bâtiment.

## Références

- [1] AMEE - Agence Marocaine pour l'Efficacité Energétique, <http://www.amee.ma/index.php/fr/> (accessed November 29, 2017).
- [2] IEA - Report, (n.d.). <https://www.iea.org/statistics/> (accessed December 12, 2017).
- [3] F. Al-Ajmi, D.L. Loveday, V.I. Hanby, The cooling potential of earth-air heat exchangers for domestic buildings in a desert climate, *Build. Environ.* 41 (2006) 235–244.
- [4] R. Misra, V. Bansal, G.D. Agrawal, J. Mathur, T.K. Aseri, CFD analysis based parametric study of derating factor for Earth Air Tunnel Heat Exchanger, *Appl. Energy*. 103 (2013) 266–277.
- [5] M. Khabbaz, B. Benhamou, K. Limam, P. Hollmuller, H. Hamdi, A. Bennouna, Experimental and numerical study of an earth-to-air heat exchanger for air cooling in a residential building in hot semi-arid climate, *Energy Build.* 125 (2016) 109–121.
- [6] M. Benhammou, B. Draoui, M. Hamouda, Improvement of the summer cooling induced by an earth-to-air heat exchanger integrated in a residential building under hot and arid climate, *Appl. Energy*. 208 (2017) 428–445.
- [7] S.A. Klein, J.A. Duffie, W.A. Beckman, TRNSYS - A Transient Simulation Program., *ASHRAE Trans.* 82 (1976) 623–633.
- [8] A. Saltelli, S. Tarantola, F. Campolongo, M. Ratto, *The Screening Exercise*, in: *Sensit. Anal. Pract.*, John Wiley & Sons, Ltd, 2002: pp. 91–108.
- [9] M.D. Morris, Factorial Sampling Plans for Preliminary Computational Experiments, *Technometrics*. 33 (1991) 161–174.
- [10] J. Lopez, B. Durand-Estebe, B. Peuportier, P. Schalbart, *Energétique des bâtiments et simulation thermique*, 2016.



# Canal vertical uniformément chauffé soumis à différentes stratifications thermiques extérieures – Etude expérimentale et numérique

Martin THEBAULT<sup>1,2\*</sup>, Stéphanie GIROUX--JULIEN<sup>1</sup>, Christophe MENEZO<sup>3</sup>, Victoria TIMCHENKO<sup>2</sup>, John REIZES<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université de Lyon, CNRS, INSA-Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CETHIL UMR5008, F-69621, Villeurbanne, France

<sup>2</sup> School of Mechanical and Manufacturing Engineering, UNSW-Sydney, Sydney 2052, Australia

<sup>3</sup> Université Savoie Mont-Blanc, LOCIE UMR CNRS 5271, Campus Scientifique Savoie Technolac – F-73376, Le Bourget-du-Lac, France

**Résumé** - Ces travaux présentent une étude expérimentale et numérique de l'impact du gradient de température extérieur sur l'écoulement de convection naturelle généré dans un canal vertical uniformément chauffé. Expérimentalement, une stratification thermique stable et non contrôlée s'établit naturellement dans la salle de manipulation, résultante des différentes sources de chaleur dans la pièce. Un flux de 100W/m<sup>2</sup> est injecté à la façade chauffée. Les températures sont mesurées par des thermocouples et les vitesses par méthode Particle-Image-Velocimetry (PIV). Les mesures révèlent que les vitesses verticales sont réduites alors que la stratification thermique extérieure augmente. De plus, les distributions de température à la paroi chauffée suggèrent que la transition laminaire-turbulente, indiquée par un maximum de température local, apparaît plus bas dans le canal à mesure que la stratification thermique externe augmente. Une étude numérique 3D utilisant la méthode de Simulation aux Grandes Echelles est effectuée, les résultats numériques présentent de bons accords thermiques et cinématiques avec les mesures expérimentales. Le modèle numérique est ensuite utilisé pour étudier l'impact des stratifications thermiques négatives sur l'écoulement.

## Nomenclature

$H$	hauteur du canal, m	<i>Symboles grecs</i>	
$D$	distance entre les parois, m	$\alpha$	coefficient de diffusivité m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
$W$	largeur, m	$\beta$	coefficient d'expansion de l'air, K <sup>-1</sup>
$g$	constante de pesanteur, m.s <sup>-2</sup>	$\delta T$	gradient de température, K.m <sup>-1</sup>
$q$	flux injecté, W/m <sup>2</sup>	$\nu$	viscosité cinématique, m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
$P$	pression, Pa	$k$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
$T$	température, K	<i>Indices et exposants</i>	
$\dot{m}$	débit massique kg/s	$0$	référence

## 1. Introduction

L'influence de la distribution de température ambiante sur les écoulements de convection naturelle est connue et a été étudiée pour des configurations de cavité fermée et de plaque plane verticale. Cependant peu d'études ont été effectuées sur l'impact de la stratification thermique extérieure à un canal vertical uniformément chauffé. D'un point de vue numérique, l'impact de la stratification extérieure a été initialement observé dans le cas de canal contenu dans une cavité fermée. Dans ces études, une stratification thermique s'établit progressivement dans la cavité, résultante de l'injection de chaleur à la paroi. Une fois que la stratification atteint le haut du canal, la vitesse moyenne dans le canal décroît [1]–[3]. Récemment l'influence de la stratification a été explicitement étudiée dans une étude

numérique laminaire 2D [4] confirmant l'impact de la stratification thermique sur les vitesses verticales. D'un point de vue expérimental, Daverat et al.[5] ont relevé le fort impact de la stratification thermique sur les champs de vitesse dans un canal en eau. Ces données ont récemment été compilées avec des mesures obtenues dans une configuration de canal en air par Thebault et al. [6]. Dans leur étude expérimentale et théorique ils proposent également un modèle analytique de prédiction de l'impact de la stratification sur le débit massique généré en canal vertical à flux imposé. Cependant dans la grande majorité des cas, quand la stratification thermique est mentionnée, ce n'est que rarement l'objet de l'étude : soit son impact est négligé [7], soit les mesures sont effectuées avant que la stratification ne s'établisse [8], soit un dispositif actif de refroidissement est utilisé afin de conserver une température ambiante uniforme [9].

Dans ces travaux, une étude expérimentale et numérique de l'influence de stratifications thermiques positives (température qui augmente avec l'altitude) sur les champs cinématique et thermique de l'écoulement est proposée. Les mesures expérimentales ont été effectuées pour une puissance injectée de 100W correspondant à un nombre de Rayleigh, basé sur la distance entre les murs du canal,  $Ra = \frac{g\beta q D^4}{\alpha \nu k}$  de  $Ra = 3,0 \times 10^7$ . En parallèle, des simulations numériques sont effectuées. Le modèle numérique est enfin utilisé afin de prédire l'impact de stratifications nulles ou négatives sur l'écoulement.

## 2. Dispositif expérimental et modèle numérique

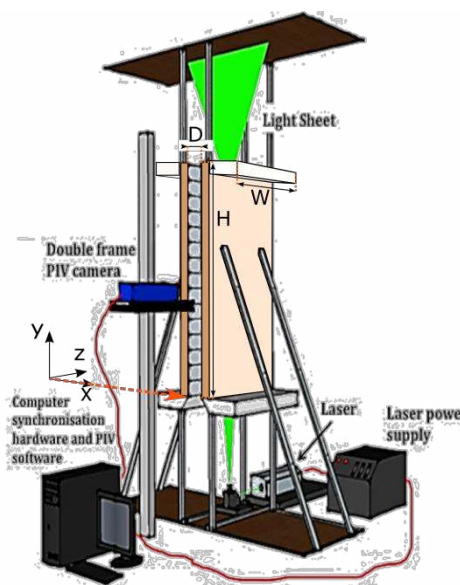


Figure 1: Dispositif expérimental

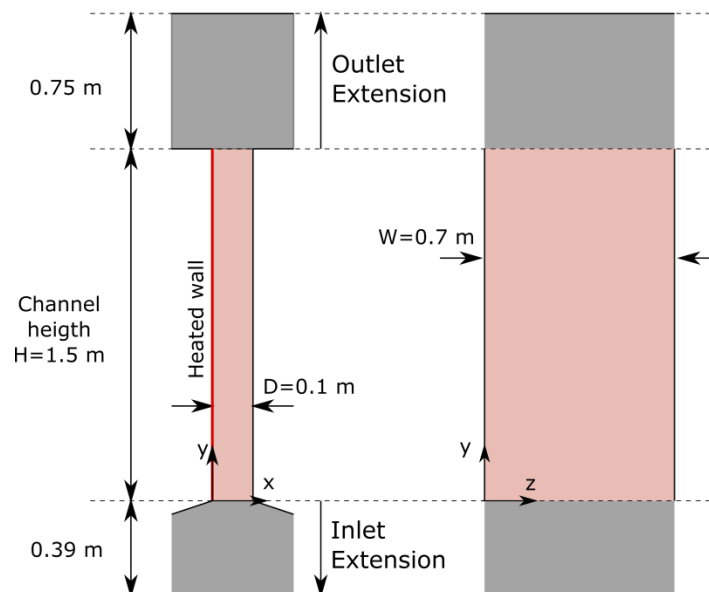


Figure 2: Domaine de calcul

### 2.1. Présentation du dispositif expérimental

Les mesures expérimentales ont été effectuées au sein d'un canal présent au laboratoire du CETHIL à Lyon. La Figure 1 représente un schéma de ce canal qui est constitué de deux parois de hauteur  $H=1,5$  m (y-direction), largeur  $W=0,7$  m (z-direction) qui sont espacées de  $D=0,1$  m (x-direction). Ces parois sont isolées en face arrière par une couche de polyuréthane ( $\lambda=0,027$  W/(m.K)) de 0,12 cm d'épaisseur. Afin d'éviter une alimentation latérale en air, le canal est fermé de chaque côté par des parois de plexiglas. Le chauffage est assuré par des feuillards en INOX d'épaisseur 50  $\mu$ m et d'émissivité 0,092. Les températures de paroi sont mesurées par 75 thermocouples de type K placés sur toute la verticale, dans le plan central

( $z/W=0,5$ ) en contact avec les feuillards. Les séries de mesures des champs de vitesses obtenues par PIV ont été effectuées sur une fenêtre de  $0,38 \times 0,10 \text{ m}^2$ ,  $0,10 \text{ m}$  étant la largeur du canal. Cette fenêtre d'observation se trouve en entrée du canal. Un laser pulsée Nd : YAG émettant à  $532 \text{ nm}$  est utilisé et la pièce estensemencée avec des gouttelettes de Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat de diamètre inférieur à  $1 \mu\text{m}$  et de densité  $912 \text{ kg/m}^3$ . La fréquence d'acquisition est de  $10 \text{ Hz}$  et  $8000$  clichés sont retenus pour obtenir la convergence statistique des vitesses moyennes [7]. Les incertitudes de mesures sont de  $0,12 \text{ K}$  pour les thermocouples et de  $0,05 \text{ m/s}$  pour les mesures de vitesses.

L'évaluation de la stratification ambiante est obtenue grâce à 5 thermocouples positionnés sur un axe vertical distant de  $1,50 \text{ m}$  du canal. La stratification thermique ambiante n'est pas contrôlée et résulte des conditions ambiantes initiales, ainsi que des sources de chaleur des différents appareils dans la pièce (canal, alimentation du laser, ordinateurs). Les distributions de températures peuvent être estimées par des approximations linéaires avec des coefficients de détermination  $R^2$  supérieurs à  $0,98$ . De ce fait elles sont caractérisées par la pente de leur régression linéaire qui correspond à un gradient de température  $\delta T (K/m)$ . Sur l'intervalle de temps des mesures, la température extérieure au canal a été de  $22^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$  impliquant des changements de densité d'air de moins de  $0,5\%$ . Enfin, la variation du gradient de température durant chaque intervalle d'acquisition ( $13 \text{ min}$  et  $20 \text{ s}$ ) était tellement faible qu'elle n'était pas mesurable. Une description plus détaillée des conditions de mesure ainsi que de l'évolution des conditions ambiantes est disponible Ref. [6].

## 2.2. Modèle numérique SGE 3D

La méthode de Simulation aux Grandes Echelles (SGE) a été utilisée pour modéliser l'écoulement 3D de convection naturelle dans cette configuration. La SGE consiste à modéliser directement les grandes échelles alors que les plus petites structures sont modélisées par un Modèle de Sous Maille (MSM). Le MSM de Vreman [10], adapté aux écoulements de convection naturelle par Lau et al. [11] a été utilisé. Ce MSM a montré une meilleure capacité à prédire les phénomènes de transition laminaire-turbulent dans le cas d'écoulement de convection naturelle en cavité fermée [11] ou en canal [12]. Une description détaillée de l'implémentation et de la validation de ce MSM est disponible dans les travaux de Lau et al. [11], [12]. Dans cette étude, le MSM de Vreman a été implémenté dans le logiciel de simulation numérique Ansys-Fluent.

Le domaine de calcul est basé sur le dispositif expérimental. Une coupe verticale du domaine est représentée Figure 2. Des extensions du domaine en entrée et en sortie ont été rajoutées afin de laisser le fluide entrant et sortant évoluer librement dans ces zones. La distribution de température ambiante dans une atmosphère linéairement stratifiée en température s'écrit

$$T_{\text{ambient}}(y) = T_0 + (y - y_0)\delta T. \quad (1)$$

Où l'indice 0 indique la température de référence qui correspond, dans ce cas, à la température dans le fluide extérieur ambiant, à hauteur de l'entrée du canal. Dans les simulations numériques  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ . Dans ces conditions la distribution de pression hydrostatique suit la loi exponentielle

$$p_{\text{ambient}}(y) = p_0 \left[ 1 + \frac{\delta T}{T_0} (y - y_0) \right]^{-\frac{g}{R_{\text{air}}\delta T}} \quad (2)$$

Ces distributions de pression et de température ont été imposées aux frontières ouvertes du domaine de calcul. Afin de prendre en compte l'impact du bruit environnant, une perturbation du champ de vitesse a été introduite en entrée du domaine en utilisant la méthode du Spectral Synthetiser, implémentée dans Ansys-Fluent sur la base des travaux de Smirnov et al [13].

Concernant l'indépendance des résultats au maillage, trois maillages dont le nombre d'éléments au sein du canal correspondent à  $55 \times 135 \times 65$ ,  $60 \times 165 \times 80$  et  $80 \times 240 \times 80$  ont été considérés pour un gradient thermique de  $1,09 \text{ K/m}$ . Les débits massique, moyennés en temps, sont respectivement de  $0,0096 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $0,0106 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  et  $0,0109 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ , ce qui représente une différence de 3% entre les deux derniers maillages. Pour cette raison le maillage  $80 \times 240 \times 80$  a été considéré satisfaisant et conservé pour mener l'étude.

### 3. Influence d'une atmosphère stratifiée positivement

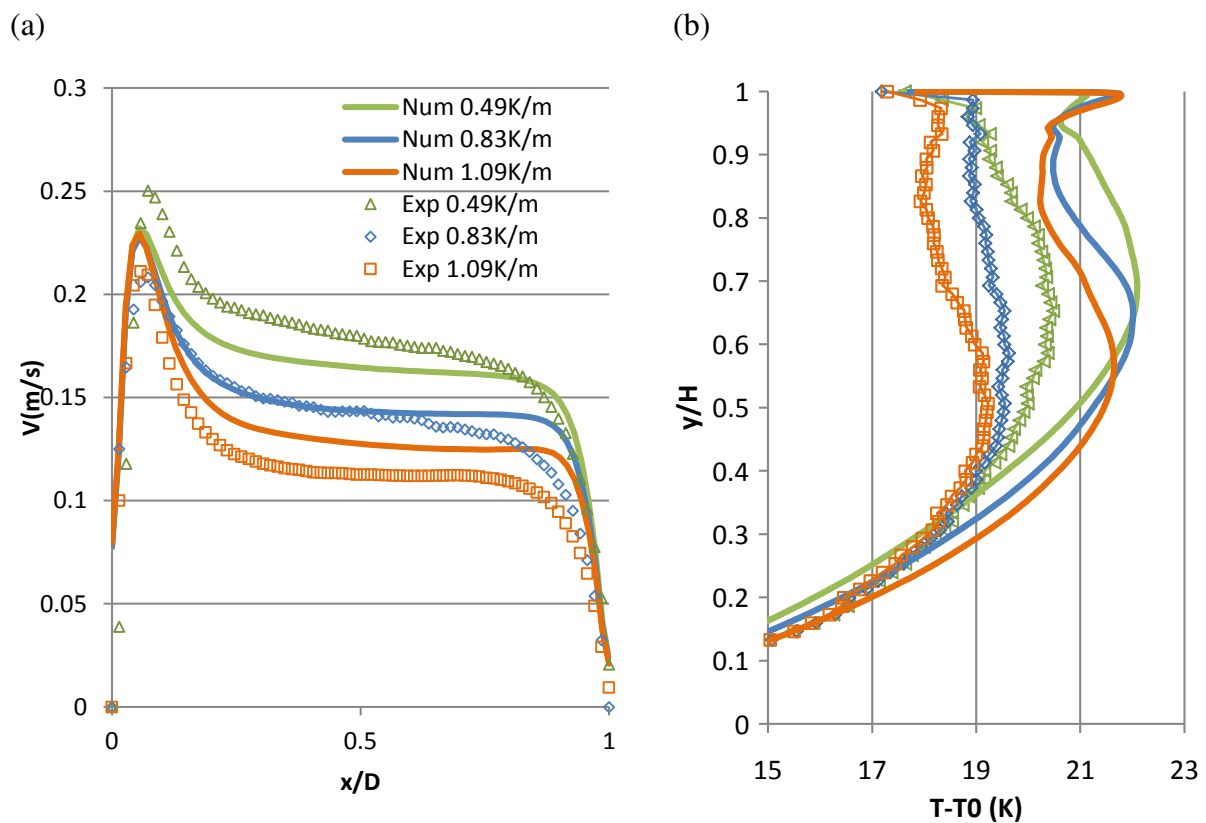


Figure 3 : (a) Profils de vitesse verticale moyenne à  $z/W=0,5$ ,  $y/H=0,25$  et (b) profils de température moyenne à la paroi chauffée à  $z/W=0.5$  pour trois stratifications thermiques externes  $\delta T = 0,49 \text{ K/m}$ ,  $\delta T = 0,83 \text{ K/m}$ ,  $\delta T = 1,09 \text{ K/m}$ . Les lignes pleines correspondent aux résultats numériques et les marqueurs aux résultats expérimentaux.

Des mesures expérimentales effectuées sur le dispositif présenté section 2.1 ont montré un fort impact de la stratification thermique sur le débit massique [6]. Dans cette section l'impact de la stratification sur les profils de vitesse et de température à la paroi chauffée est discuté. Le flux injecté à la paroi est de  $90,4 \text{ W/m}^2$  ce qui correspond à  $Ra = 3,0 \times 10^7$ . Trois cas de stratifications externes, correspondant à  $\delta T = 0,49 \text{ K/m}$ ,  $\delta T = 0,83 \text{ K/m}$ ,  $\delta T = 1,09 \text{ K/m}$  sont considérés.

Comme l'a montré Sanvicente [14], une part non négligeable du flux injecté à la paroi chauffée est évacuée sous forme de rayonnement. Pour des puissances injectées similaires, Sanvicente [14] a évalué cette part à 9% du flux total injecté. Dans les présentes simulations, le flux radiatif a été pris en compte et modélisé en considérant que l'air n'était pas participatif et que l'ensemble du flux radiatif émis par la paroi chauffée été reçu par la paroi non-chauffée, en vis-à-vis. De ce fait, dans les simulations numériques, les flux injectés sont de 82,1 W/m<sup>2</sup> à la paroi chauffée et de 8,3 W/m<sup>2</sup> à la paroi en vis-à-vis.

Les profils de vitesse verticale moyenne obtenus par PIV et par simulations numériques pour  $Ra = 3,0 \times 10^7$  et pour les trois niveaux de stratifications thermique, ont été tracés à  $y/H=0,25$  sur la Figure 3 (a). Les résultats expérimentaux et numériques sont en très bon accord avec une différence maximale de 15% dans la région centrale pour le cas 1,09K/m. Les écarts sont légèrement plus prononcés proche de la paroi non chauffée, ce qui peut laisser entendre une surestimation de la puissance radiative reçu à la paroi non chauffée dans les simulations numériques. De manière générale, la vitesse décroît alors que la stratification externe augmente. Cependant, alors que la vitesse dans la partie centrale du canal est fortement réduite, la vitesse proche du mur chauffé est moins influencée voire n'est pas impactée. Cette vitesse maximale, atteinte en proche paroi, reste la même pour les mesures expérimentales dans les cas  $\delta T = 0,83K/m$  et  $\delta T = 1,09K/m$ . Par contre, pour les profils de vitesses obtenus numériquement, cette vitesse ne varie que très peu.

La faible variation de la vitesse en proche paroi chauffée peut s'expliquer par le fait que cette zone correspond également à la couche limite thermique dans laquelle la température est sensiblement plus élevée que dans le reste du canal. En prenant comme repère la température pariétale Figure 3 (b), qui correspond au maximum de température dans la couche limite thermique, on note que l'écart de température entre l'écoulement en proche paroi et la température extérieure est bien plus important que la différence de température extérieure (induite par la stratification) entre l'entrée et la sortie du canal. Ainsi dans les conditions de l'étude, le terme de poussée d'Archimède, en grande partie responsable de l'écoulement en proche paroi, n'est que peu influencé par la stratification thermique extérieure.

$\delta T(K/m)$	0.49		0.83		1.09	
	Exp	Num	Exp	Num	Exp	Num
Vitesse moyenne évaluée à $y/H=0.25$ (m/s)	0.17	0.16	0.14	0.15	0.12	0.13
Vitesse maximale évaluée à $y/H=0.25$ (m/s)	0.25	0.23	0.21	0.23	0.21	0.23
Température relative max à la paroi chauffée (K)	20.5	22.1	19.5	22.0	19.3	21.6
Localisation du maximum de température à la paroi rapporté à la hauteur de la paroi (-)	0.65	0.69	0.60	0.65	0.53	0.57

Tableau 1 : Récapitulatif des résultats

Concernant les distributions de température à la paroi chauffée, on peut noter une différence maximale de température de 10% entre les résultats expérimentaux et numériques. De plus l'allure générale des profils de températures à la paroi ainsi que leurs évolutions alors que le gradient extérieur de température augmente, est similaire. Il apparaît que le maximum

de température, parfois utilisé comme un indicateur de la zone de transition laminaire-turbulente [7], [15] est atteint plus bas dans le canal alors que la stratification externe augmente, suggérant donc une transition de l'écoulement plus basse dans le canal. Cette transition anticipée augmente le mélange plus tôt dans le canal expliquant la diminution de la température maximale atteinte à la paroi pour de plus grandes stratifications. Le Tableau 1 récapitule les différentes caractéristiques énoncées ci-dessus.

#### 4. Cas d'une atmosphère non-stratifiée ou stratifiée négativement

La précédente étude ne présente que des résultats dans le cas de stratifications positives, c'est-à-dire des milieux où la température augmente avec l'altitude. Ce type de stratification est commun dans des cavités ou des pièces fermées puisqu'il représente une stratification naturelle stable. Il s'avère cependant que dans l'atmosphère des stratifications instables sont possibles. Expérimentalement, l'étude de l'influence de ces stratifications est délicat, cependant il ne pose pas de contraintes majeures numériquement. Ainsi le modèle numérique décrit ci-dessus a été utilisé pour évaluer le débit massique dans les cas d'un gradient de stratification thermique nulle et des stratifications négatives correspondant à  $-0.83\text{K/m}$ , et  $-1.09\text{K/m}$ . Le cas où la stratification thermique est nulle sera considéré comme le cas de référence et son débit massique noté  $m_0$ .

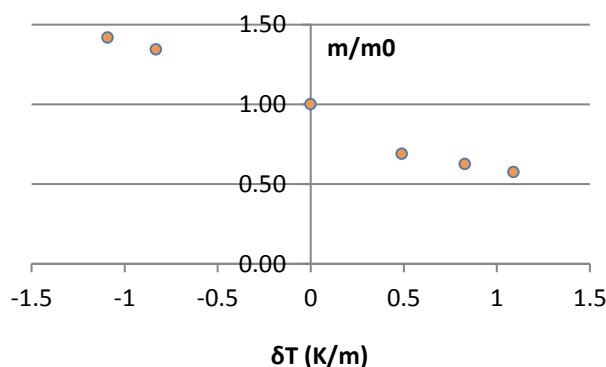


Figure 4 : Débit massique en fonction du gradient de température extérieur

La Figure 4 trace les débits massiques aux différents gradients de température considérés, rapportés au débit massique dans une atmosphère non-stratifiée  $m_0$ . Il peut être constaté qu'un gradient de température négatif a l'effet inverse du gradient de température positif car il accroît le débit massique dans le canal par rapport au cas d'une atmosphère non-stratifiée. Ce dernier résultat est particulièrement intéressant car ce type de gradients de température bien qu'impossible à obtenir naturellement dans une salle fermée, sont courant dans l'atmosphère. Ainsi les composants de parois ventilées de type photovoltaïque-thermique, double-façades ou murs Trombe, verraient leurs performances fortement influencées par le gradient de température extérieur.

#### 5. Conclusion

Dans ces travaux, l'influence de la stratification de température externe, sur un écoulement de convection naturelle en canal vertical uniformément chauffé est étudiée. Les résultats expérimentaux sont très proches de ceux obtenus numériquement. Il apparaît que l'augmentation du gradient de température extérieur au canal, diminue la vitesse moyenne

dans le canal. Cependant, alors que les vitesses dans la partie centrale du canal sont fortement impactées, les vitesses, proche de la paroi chauffée le sont beaucoup plus faiblement. Alors que la vitesse moyenne diminue dans le canal, les distributions de températures à la paroi chauffée indiquent une transition plus basse dans le canal lorsque la stratification extérieure augmente. Cette transition s'accompagne d'un meilleur mélange plus bas dans le canal ainsi que d'une légère réduction de température à la paroi chauffée. Enfin le modèle numérique permet de modéliser l'impact de stratifications thermiques négatives qui ne peuvent être obtenues naturellement en laboratoire. Ces dernières augmentent le débit massique dans le canal.

- [1] C. Garnier, "Modélisation numérique des écoulements ouverts de convection naturelle au sein d'un canal vertical asymétriquement chauffé," PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - UPMC (Paris 6), Paris, 2014.
- [2] C. Hemmer, A. A. Saad, C. V. Popa, and G. Polidori, "Early development of unsteady convective laminar flow in an inclined channel using CFD: Application to PV panels," *Sol. Energy*, vol. 146, pp. 221–229, Apr. 2017.
- [3] A. Zoubir, "Etude des transferts thermo-convectifs dans un canal semi-ouvert : Application aux façades type double-peau," PhD Thesis, INSA de Lyon, Lyon, 2014.
- [4] D. Ramalingom, P.-H. Cocquet, and A. Bastide, "Numerical study of natural convection in asymmetrically heated channel considering thermal stratification and surface radiation," *Numer. Heat Transf. Part Appl.*, vol. 72, no. 9, pp. 681–696, Nov. 2017.
- [5] C. Daverat, H. Pabiou, H. Bouia, S. Xin, and C. Ménézo, "Convection naturelle dans un canal vertical en eau avec chauffage pariétal : influence de la stratification," in *20ième Congrès Français de Mécanique*, Besançon, France, 2011, pp. 162–167.
- [6] M. Thebault, J. Reizes, S. Giroux--Julien, V. Timchenko, and C. Ménézo, "Impact of external temperature distribution on the convective mass flow rate in a vertical channel – A theoretical and experimental study," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 121, pp. 1264–1272, Jun. 2018.
- [7] E. Sanvicente, S. Giroux-Julien, C. Ménézo, and H. Bouia, "Transitional natural convection flow and heat transfer in an open channel," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 63, pp. 87–104, Jan. 2013.
- [8] G. Polidori, S. Fatnassi, R. Ben Maad, S. Fohanno, and F. Beaumont, "Early-stage dynamics in the onset of free-convective reversal flow in an open-ended channel asymmetrically heated," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 88, pp. 40–46, Feb. 2015.
- [9] Y. Li, H. Pabiou, and C. Ménézo, "Unsteady heated vertical channel flow in a cavity," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 125, pp. 293–304, Mar. 2018.
- [10] A. W. Vreman, "An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications," *Phys. Fluids*, vol. 16, no. 10, pp. 3670–3681, Sep. 2004.
- [11] G. E. Lau, G. H. Yeoh, V. Timchenko, and J. A. Reizes, "Application of dynamic global-coefficient subgrid-scale models to turbulent natural convection in an enclosed tall cavity," *Phys. Fluids*, vol. 24, no. 9, p. 094105, Sep. 2012.
- [12] G. E. Lau, G. H. Yeoh, V. Timchenko, and J. A. Reizes, "Large-Eddy Simulation of Turbulent Natural Convection in Vertical Parallel-Plate Channels," *Numer. Heat Transf. Part B Fundam.*, vol. 59, no. 4, pp. 259–287, Apr. 2011.
- [13] A. Smirnov, S. Shi, and I. Celik, "Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-Dynamics Modeling," *J. Fluids Eng.*, vol. 123, no. 2, pp. 359–371, Feb. 2001.

- [14]E. Sanvicente, “Experimental investigation of thermal and fluid dynamical behavior of flows in open-ended channels: Application to Building Integrated Photovoltaic (BiPV) Systems,” PhD Thesis, INSA de Lyon, Lyon, 2013.
- [15]M. Miyamoto, Y. Katoh, J. Kurima, and H. Sasaki, “Turbulent free convection heat transfer from vertical parallel plates.,” in *The Eighth International Heat Transfer Conference*, San Francisco, 1986, vol. Vol. 4, pp. 1593–1598.

### **Remerciements**

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Svetlana et Oksana Tkachenko de l’UNSW-Sydney ainsi qu’à Adrian Vieri pour leurs aides dans l’élaboration du modèle numérique.



# Étude expérimentale et numérique d'un mur solaire composite intégrant une paroi stockeuse en mortier ciment et MCP micro-encapsulé

Enghok LEANG<sup>a</sup>, Pierre TITTELEIN<sup>a</sup>, Laurent ZALEWSKI<sup>a\*</sup>, Stéphane LASSUE<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Univ. Artois, EA 4515, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE), F-62400 Béthune, France

\* (auteur correspondant : laurent.zalewski@univ-artois.fr)

**Résumé** - Cet article présente l'étude d'un mur solaire de type Trombe composite intégrant une paroi stockeuse constituée d'un mortier ciment contenant un matériau à changement de phase (MCP) micro-encapsulé. Un modèle numérique de ce mur solaire a été développé en utilisant le logiciel Dymola/Modelica. Les résultats issus de simulations sont comparés à des mesures expérimentales réalisées sur une maquette à échelle réduite en vue d'une validation du modèle. Les résultats numériques et mesurés obtenus montrent une bonne similitude pour les grandeurs caractéristiques du composant solaire essentiels à l'évaluation de ses performances énergétiques.

## Nomenclature

$A$	surf. d'échange de la paroi stockeuse, m <sup>2</sup>	<i>Indices et exposants</i>
$C$	capacité thermique, J.° kg <sup>-1</sup> .C <sup>-1</sup>	cal calculé
$L_A$	chaleur latente, J.kg <sup>-1</sup>	Flux estimé à partir de mesures de flux
$T$	température, °C	int face intérieure de la lame d'air
$F$	densité de flux, W.m <sup>-2</sup>	ext face extérieure de la paroi stockeuse
$h$	enthalpie massique, J.kg <sup>-1</sup>	liq MCP à l'état liquide dans le mortier
$V$	volume de la maille, m <sup>3</sup>	sol MCP à l'état solide dans le mortier
<i>Symboles grecs</i>		ob ouïe basse
$\lambda$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .°C <sup>-1</sup>	oh ouïe haute
$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>	pièce ambiance à chauffer
$\phi$	flux de chaleur, W	

## 1. Introduction

Le mur solaire composite est une version de mur solaire intéressante par le fait qu'elle permet, par le biais d'un élément de transfert à forte capacité thermique, de déphaser les apports énergétiques et de ce fait de venir en complément d'apports solaires directs par des vitrages. L'énergie récupérée est donc valorisée à des instants où les besoins de chauffage sont les plus importants pour l'habitat (présence des occupants, évitement du pic de consommation, etc.). Afin d'améliorer l'efficacité de la paroi solaire, l'élément stockeur est ici constitué d'un mortier ciment contenant un matériau à changement de phase micro-encapsulé dont la température de changement d'état est 26°C. La présence du MCP au sein de la paroi stockeuse permet d'améliorer la capacité de stockage du mur mais modifie son comportement thermique dynamique en comparaison avec une paroi classique qui elle, ne stocke que de l'énergie sensible. L'objectif de ce travail est de développer des modèles numériques fiables qui permettront de modéliser les transferts thermiques, d'optimiser le composant et d'estimer les

performances thermiques de la paroi solaire à l'année et pour différents climats. Pour valider ces modèles, un mur solaire composite à échelle réduite a été construit, instrumenté et placé en façade sud d'une des salles du laboratoire.

L'article propose de présenter le mur solaire composite puis le modèle numérique du mur solaire développé avec le langage Modelica et le logiciel Dymola. L'étude se poursuit par la confrontation des mesures expérimentales avec les résultats des simulations numériques.

## 2. Mur solaire composite

Dans cette configuration de mur solaire, une paroi isolante percée de deux ouïes est placée en face arrière de la paroi stockeuse créant ainsi une lame d'air verticale ventilée où l'air de l'ambiance vient se réchauffer. En plus de déphaser les apports, cette configuration a l'avantage de pouvoir maîtriser la quasi-totalité des apports par le contrôle du débit de ventilation dans la lame d'air au moyen d'un film plastique souple ou d'une bouche motorisée placée sur l'une des ouïes [1,2]. L'ajout d'un isolant en face arrière permet également d'augmenter la résistance thermique de la paroi lors des périodes où les apports solaires sont déficients. Ici, pour ce prototype expérimental, aucun système contrôlant la circulation d'air n'a été installé ; le phénomène de thermocirculation inverse peut de fait être observé.

La maquette réalisée à échelle réduite de 83 cm de haut, 73 cm de large et 1 m de profondeur a été construite et placée en façade sud du laboratoire. Les dimensions de la paroi stockeuse sont 71x59x4 cm<sup>3</sup>.

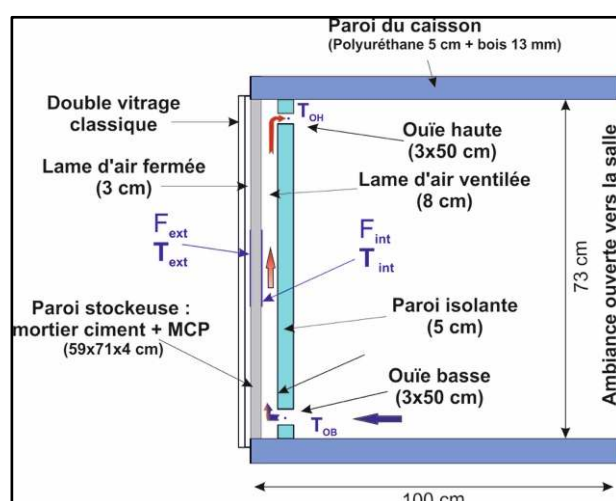


Figure 1: Schéma du mur solaire composite et instrumentation

L'instrumentation se compose à l'extérieur du bâtiment d'un pyranomètre, d'une sonde de température extérieure et d'un anémomètre pour la vitesse du vent. Le mur solaire est équipé de thermocouples pour les mesures de températures d'air et de surfaces, deux fluxmètres à gradients tangentiels. Le pyranomètre est situé dans le plan vertical de la façade recevant le flux solaire incident. Il faut préciser que la fenêtre du laboratoire est située au-dessus d'un local qui possède une avancée en tôle blanche. Ceci permet de bénéficier de réflexions solaires de cette avancée afin d'obtenir des flux solaires plus conséquents. Les deux capteurs de flux avec thermocouple intégré ( $F_{ext}$ ,  $T_{ext}$ ,  $F_{int}$  et  $T_{int}$ ) sont disposés sur les deux faces de la paroi stockeuse en position centrale (Figure 1). Le fluxmètre ( $F_{ext}$ ) mesure le flux de chaleur entrant ou sortant de la face extérieure de la paroi stockeuse (rayonnement solaire et échanges entre la paroi stockeuse et le double vitrage). Du côté de la lame d'air ventilée, le fluxmètre ( $F_{int}$ ) mesure simultanément les échanges par convection entre la paroi stockeuse et l'air ainsi que les échanges radiatifs entre cette même paroi et le mur isolé situé en vis à vis.

Deux thermocouples mesurent la température de l'air à l'entrée de lame d'air au niveau de l'ouïe basse ( $T_{ob}$ ) et en sortie en partie supérieure ( $T_{oh}$ ).

### 3. Données climatiques

Les données météorologiques utilisées proviennent de mesures enregistrées pendant une semaine à BETHUNE en façade sud-ouest (latitude 50,51°N, longitude 2,65°E) la troisième semaine d'avril. Le rayonnement solaire global vertical irradiant la façade du bâtiment a été mesurée par un pyromètre (CMP10 de chez Kipp & Zonen) et la température extérieure par un thermocouple inséré dans un cylindre blanc naturellement ventilé. Les mesures enregistrées et utilisées comme données d'entrée du modèle sont illustrées ci-dessous :

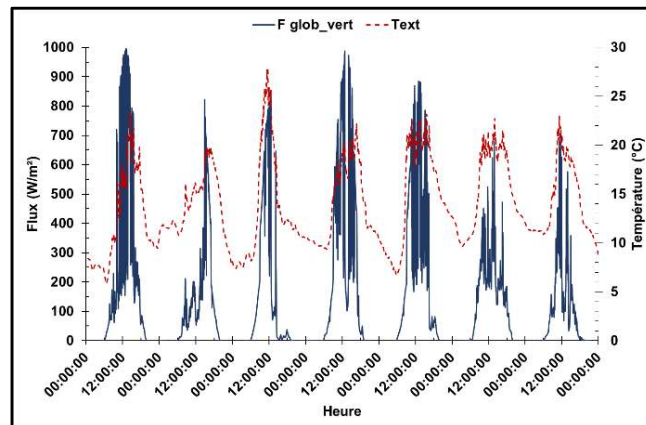


Figure 2: Données climatiques

### 4. Modèle numérique

La Figure 3 illustre les différents composants du modèle pour le mur solaire composite, les conditions aux limites imposées aux frontières extérieures et intérieures utilisées dans le logiciel Dymola/Modelica. Dans ce modèle, certains des éléments utilisés proviennent des bibliothèques "Buildings" et "IDEAS" [3,4]. Les composants concernant la modélisation des transferts thermiques au sein du mur stockeur ou de la lame d'air ventilée ont été créés pour les besoins de cette étude.

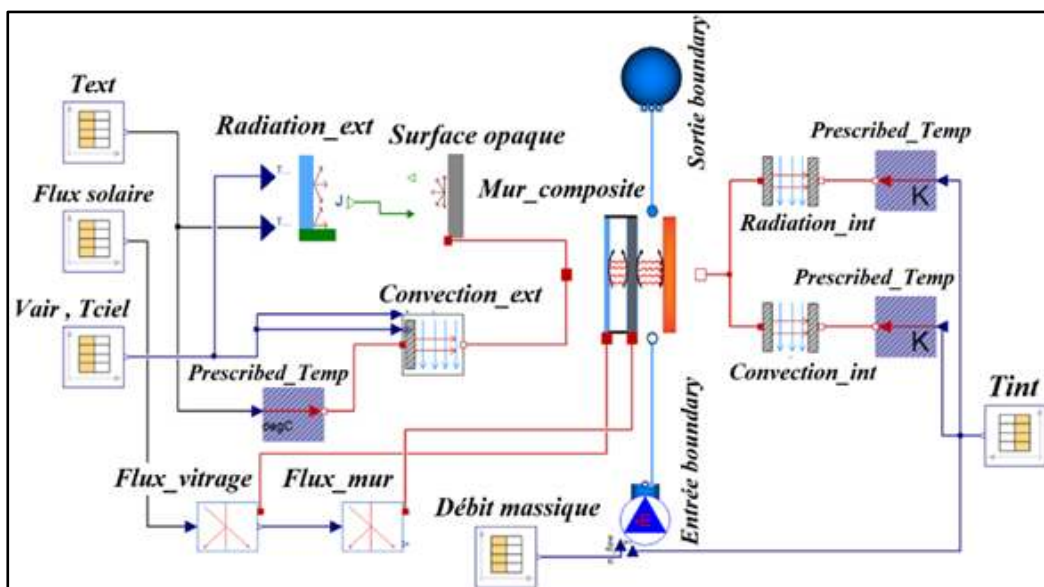


Figure 3: Schéma du modèle issu de Dymola/Modelica

La méthode la plus courante pour utiliser Dymola/Modelica consiste à créer graphiquement un modèle en sélectionnant, en dessinant, en connectant et en configurant les composants individuels pris dans une bibliothèque. Les données météorologiques sont stockées dans des tables ; tandis que les codes (formules et équations) représentant le comportement physique des différentes parties du modèle (convection, rayonnement et conduction) sont intégrés dans les différents composants tels que :

- Flux\_vitrage : évalue le flux solaire absorbé par le vitrage et le flux direct transmis à la face externe du mur stockeur ;
- Flux\_mur : évalue l'énergie totale absorbée par le mur stockeur en tenant compte du flux thermique transmis par le vitrage et des multi-réflexions dans la lame d'air non ventilée ;
- Radiation\_ext : évalue les échanges par rayonnement grandes longueurs d'onde entre la vitre et le ciel ainsi que le rayonnement réfléchi par le sol vers la façade ;
- Convection\_ext: évalue les transferts thermiques par convection entre le mur composite et l'extérieur. Ils dépendent de la température, de la vitesse et de l'orientation du vent ;
- Convection\_int: évalue les transferts thermiques par convection entre la façade intérieure du mur (isolant de la lame air ventilée) et l'environnement intérieur du caisson ;
- Radiation\_int: évalue les transferts thermiques par rayonnement entre la façade intérieure du mur (isolant de la lame air ventilée) et l'environnement intérieur du caisson.

En ce qui concerne l'évaluation des transferts thermiques au sein de la paroi stockeuse intégrant le MCP, la méthode enthalpique [5,6] est utilisée :

$$\frac{\partial \rho \cdot h}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (1)$$

La paroi est discrétisée en mailles pour lesquelles le bilan thermique peut s'écrire de la manière suivante :

$$\rho \cdot V \cdot C \frac{dT}{dt} = \phi_i - \phi_{i+1} \quad (2)$$

La paroi est discrétisée en mailles pour lesquelles  $\phi_i$  et  $\phi_{i+1}$  représentent les flux unidirectionnels à leurs bornes.  $C$  représente la dérivée de l'enthalpie par rapport à la température  $T$ . Les relations suivantes permettent de déterminer la valeur de  $C$  en fonction de la température du matériau. Elles sont basées sur un modèle analytique de mélange binaire [5,6] :

$$\text{si } T \leq T_M$$

$$C = \frac{(T_A - T_M) \cdot L_A}{(T_A - T)^2} + C_{sol} \cdot \left(1 - \frac{(T_A - T_M)}{(T_A - T)}\right) + C_{liq} \cdot \frac{(T_A - T_M)}{(T_A - T)} \quad (3)$$

$$\text{sinon } C = C_{liq} \quad (4)$$

avec :  $T_A$  la température de fusion du corps pur associé au MCP,  
 $T_M$  la température de fin de fusion du MCP.

Ce modèle basé sur la dérivée de la courbe enthalpique [5–7] du matériau composite (mortier+MCP) permet de reproduire fidèlement le comportement thermique de la paroi stockeuse contenant le MCP micro-encapsulé de façon fiable aussi bien dans les périodes de fusion que dans les périodes de solidification du MCP. Les propriétés thermophysiques de la paroi stockeuse de dimensions 71 x 59 x 4 cm ont été déterminées à partir de mesures réalisées au LGCgE au moyen d'un banc expérimental fluxmétrique muni de plaques échangeuses de 1m x 1m selon des méthodes décrites notamment dans les communications [8,9].

Les propriétés thermophysiques de la paroi sont identifiées à partir de ces mesures et de méthodes inverses associées à des méthodes d'optimisation [6,7]. Les propriétés identifiées pour la paroi de cette étude sont présentées dans le tableau ci-dessous :

$\rho$	$\lambda$	$C_{sol}$	$C_{liq}$	$L_A$	$T_M$	$T_A$
kg.m <sup>-3</sup>	W.m <sup>-1</sup> .°C	J.kg <sup>-1</sup> .°C <sup>-1</sup>	J.kg <sup>-1</sup> .°C <sup>-1</sup>	J.kg <sup>-1</sup>	°C	°C
1329	0.6	1178	1150	17100	25.8	27.4

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques de la paroi stockeuse

Le bilan énergétique de la lame d'air ventilée a été calculé en utilisant deux méthodes différentes validées dans des études antérieures [2,10,11].

La première méthode s'appuie sur l'étude de l'écoulement de l'air à l'intérieur de la lame d'air à partir des équations de la mécanique des fluides. La détermination du débit massique s'effectue à partir de la variation de la masse volumique de l'air dans la lame ventilée et du cumul des pertes de charge sur le trajet suivi par l'air de son entrée à sa sortie de la lame d'air. L'équation permettant d'estimer l'énergie restituée à l'ambiance et qui sera utilisée dans le modèle numérique est :

$$P_{cal} = \dot{m}C_f |T_{sortie} - T_{entrée}| \quad (5)$$

La seconde méthode est basée sur une mesure directe du flux thermique sur la face intérieure de la paroi stockeuse et la considération que la densité de flux délivrée par la paroi stockeuse est restituée en totalité à l'air :

$$P_{flux} = \sum F_{int} \cdot A \quad (6)$$

## 5. Résultats et discussion

La Figure 4 et Figure 5 montrent la comparaison des densités de flux ou des températures mesurées et calculées sur les deux faces de la paroi stockeuse. Lorsque le rayonnement solaire atteint son intensité maximale variant de 950 à 1000 W/m<sup>2</sup> (cf. Figure 2), le mur stockeur peut absorber une quantité de flux solaire ( $F_{ext}$ ) allant de 400 à 450 W/m<sup>2</sup> et correspondant à environ 50% du rayonnement solaire incident pendant les heures d'ensoleillement. Ce pourcentage confirme les mesures du taux de transmission réalisées sur le double vitrage. Ce flux, côté extérieur de la paroi stockeuse, devient négatif (-50 W / m<sup>2</sup>) au coucher du soleil en raison des pertes de chaleur à travers le double vitrage vers l'environnement extérieur. Il faut préciser que le vitrage est un double vitrage classique ; un vitrage à isolation renforcée aurait certainement permis de limiter ces déperditions. Le déphasage, pour cette paroi stockeuse de 4 cm, entre le flux solaire incident et le flux restitué dans la lame d'air ( $F_{int}$ ) est estimé par le calcul d'une fonction d'intercorrélation [8] à 184 minutes, soit environ 3 heures. La température la plus élevée atteinte par la paroi stockeuse est de 65 °C sur sa surface extérieure et de 45 °C sur sa surface intérieure. L'écart entre les densités de flux thermiques issus de la simulation numérique et les flux expérimentaux de la somme de la valeur absolue des flux est de 1% pour les  $Flux_{ext}$  et 10% pour les  $Flux_{int}$  ; l'écart de température entre les valeurs numériques et expérimentales sont en moyenne de 1 °C sur  $T_{ext}$  et  $T_{int}$  et 0,4 °C pour  $T_{oh}$ .

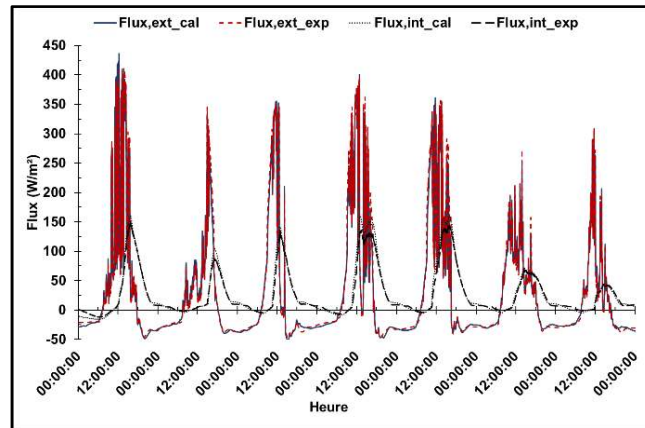


Figure 4: Densité de flux sur les faces intérieure et extérieure de la paroi stockeuse

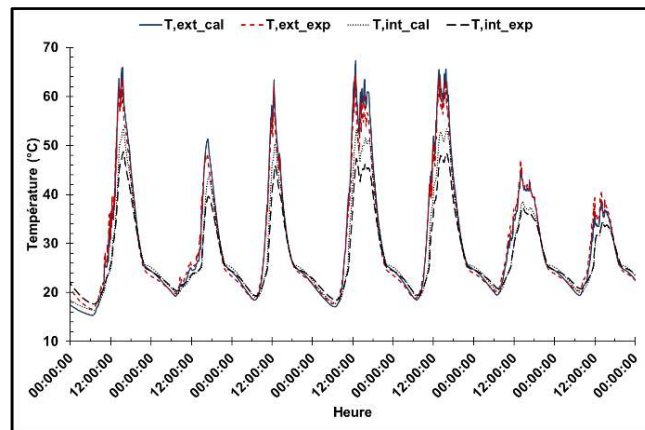


Figure 5: Températures des faces intérieure et extérieure de la paroi stockeuse

La Figure 6 illustre l'évolution des températures d'air en entrée et sortie de lame ventilée ainsi que la température de l'ambiance ( $T_{\text{pièce}}$ ). L'analyse de ces températures permet d'identifier le parcours de l'air dans cette lame d'air. Lorsque la paroi stockeuse est plus chaude que l'ambiance, l'air entre par l'ouïe basse ( $T_{\text{ob}}$ ), se réchauffe en son contact et en ressort par l'ouïe haut plus chaud ( $T_{\text{oh}}$ ). A contrario, lorsque la paroi stockeuse est plus froide que l'ambiance, l'air entre par l'ouïe haute, se refroidit en son contact et en ressort plus froid par l'ouïe basse, il y a alors thermocirculation inverse (fin de nuit). Pour identifier le sens de l'écoulement, il suffit de regarder quelle température de  $T_{\text{ob}}$  ou  $T_{\text{oh}}$  est la plus proche de la température de l'air de l'ambiance ( $T_{\text{pièce}}$ ).

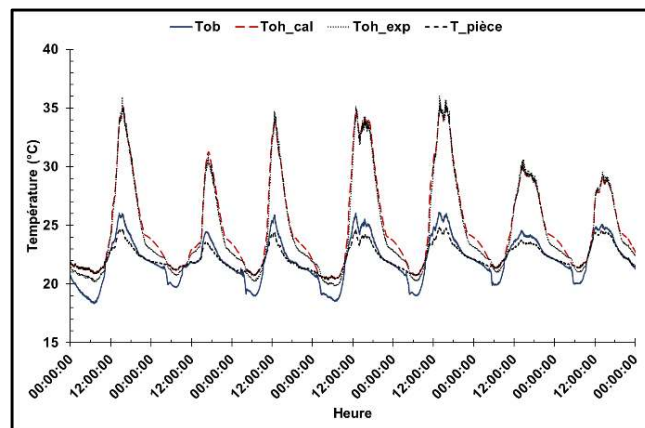


Figure 6: Température en entrée et sortie lame d'air

On remarquera que l'air peut sortir très chaud (presque 35°C) de la lame d'air et que cette température de sortie d'air (Toh) est très correctement estimée.

La bonne estimation des flux échangés au sein de la lame d'air ventilée (F,int) ainsi que celle de la température de sortie de lame d'air indiquent que les transferts thermiques au sein du composant solaire le sont également. Il est ainsi possible d'envisager de réaliser un bilan énergétique du mur solaire afin d'en évaluer son efficacité (Figure 7).

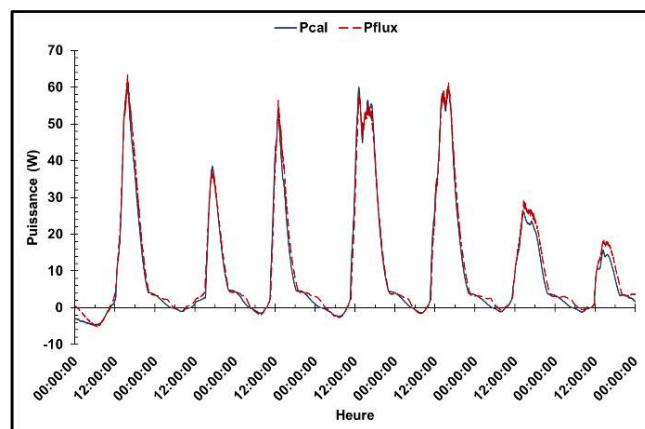


Figure 7: Puissance instantanée fournie à l'ambiance

La Figure 7 montre la comparaison des énergies restituées à l'ambiance par le mur solaire calculées par le modèle et estimées à partir des mesures de flux (cf. Eq (5) & (6)) sur une période d'une semaine. Elle montre que le modèle représente très bien la dynamique des échanges. Dans les périodes de faibles échanges thermiques, quelques petites différences peuvent être observées. Cependant, l'énergie totale récupérée calculée et mesurée sont respectivement de 4,5 kWh et de 4,8 kWh par m<sup>2</sup> de capteur solaire ; l'écart entre les deux méthodes est égal à 8,1%. L'énergie solaire incidente mesurée est égale à 15,7 kWh/m<sup>2</sup> sur la période considérée. 52,9% de cette énergie, ce qui équivaut à 8,3 kWh/m<sup>2</sup>, a été absorbé par le mur stockeur en face extérieure. L'énergie restituée dans la lame d'air ventilée est estimée à 4,8 kWh/m<sup>2</sup>, ce qui équivaut à 58% de l'énergie absorbée et à 31% de l'énergie solaire incidente.

## 6. Conclusion

Cet article a présenté la validation d'un code numérique développé avec le logiciel Dymola/Modelica. Les transferts thermiques "classiques" conduction, convection, rayonnement, transmission solaire, etc. sont modélisés à partir de composants disponibles dans les bibliothèques "Buildings" et "IDEAS". Les transferts concernant la paroi stockeuse en mortier ciment intégrant un MCP micro-encapsulé ont fait l'objet d'une création de composant spécifique afin de prendre en compte le changement d'état du matériau lors du changement de phase. Les transferts thermiques au sein de lame d'air et le calcul du bilan énergétique réalisé sur l'air en mouvement ont également fait l'objet d'une création de composant. Ces créations s'appuient sur des études antérieures. La validation du modèle est effectuée à partir de données expérimentales enregistrées sur une maquette de mur solaire au sein de notre laboratoire. Les résultats montrent une bonne adéquation entre les flux et températures mesurées et calculées aux faces de la paroi stockeuse ainsi que pour la température de sortie de lame d'air ventilée. Ces grandeurs importantes dans le calcul des apports énergétiques à l'ambiance. Un bilan énergétique ainsi qu'une efficacité du mur solaire sont estimés sur une période d'une semaine. Ces travaux sont les prémices de simulations numériques nécessaire à l'optimisation de la paroi solaire et à l'intégration des composants dans un modèle à l'échelle du bâtiment.

## Références

- [1] L. Zalewski, Etude thermique expérimentale et simulation numérique d'un mur solaire composite - Optimisation des performances énergétiques, Thèse, Université d'Artois/CEA Cadarache, 1996.
- [2] L. Zalewski, M. Chantant, S. Lassue, B. Duthoit, Experimental thermal study of a solar wall of composite type, *Energy and Buildings*. 25 (1997) 7–18. doi:10.1016/S0378-7788(96)00974-7.
- [3] M. Wetter, M. Bonvini, T.S. Nouidui, W. Tian, W. Zuo, Modelica Buildings library 2.0, in: *Proceedings of BS2015*, Hyderabad, India, 2015.
- [4] R. Baetens, R. De Coninck, F. Jorissen, D. Picard, L. Helsen, D. Saelens, OPENIDEAS – An open framework for integrated district energy simulations, in: *Proceedings of BS2015*, Hyderabad, India, 2015.
- [5] P. Tittlein, S. Gibout, E. Franquet, K. Johannes, L. Zalewski, F. Kuznik, J.-P. Dumas, S. Lassue, J.-P. Bédécarrats, D. David, Simulation of the thermal and energy behaviour of a composite material containing encapsulated-PCM: Influence of the thermodynamical modelling, *Applied Energy*. 140 (2015) 269–274. doi:10.1016/j.apenergy.2014.11.055.
- [6] E. Franquet, S. Gibout, P. Tittlein, L. Zalewski, J.-P. Dumas, Experimental and theoretical analysis of a cement mortar containing microencapsulated PCM, *Applied Thermal Engineering*. 73 (2014) 32–40. doi:10.1016/j.applthermaleng.2014.06.053.
- [7] P. Tittlein, S. Gibout, E. Franquet, L. Zalewski, D. Defer, Identification of Thermal Properties and Thermodynamic Model for a Cement Mortar Containing PCM by Using Inverse Method, *Energy Procedia*. 78 (2015) 1696–1701. doi:10.1016/j.egypro.2015.11.265.
- [8] A. Joulin, L. Zalewski, S. Lassue, H. Naji, Experimental investigation of thermal characteristics of a mortar with or without a micro-encapsulated phase change material, *Applied Thermal Engineering*. 66 (2014) 171–180. doi:10.1016/j.applthermaleng.2014.01.027.
- [9] A.D. Câtlean, L. Zalewski, A. Joulin, S. Lassue, T. Chartier, Etude thermique comparative de deux mortiers dont l'un contient des matériaux à changement de phase, in: *Xème Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois Sur La Thermique Des Systèmes*, Saguenay, 2011.
- [10] L. Zalewski, S. Lassue, B. Duthoit, M. Butez, Study of solar walls — validating a simulation model, *Building and Environment*. 37 (2002) 109–121. doi:10.1016/S0360-1323(00)00072-X.
- [11] J. Shen, S. Lassue, L. Zalewski, D. Huang, Numerical study on thermal behavior of classical or composite Trombe solar walls, *Energy and Buildings*. 39 (2007) 962–974. doi:10.1016/j.enbuild.2006.11.003.

## Remerciements

Nous remercions la Région des Hauts-de-France et l'Université d'Artois pour le financement du contrat doctoral de M. LEANG Enghok. Nous remercions également l'entreprise BASF pour nous avoir gracieusement fourni le Micronal.



# Un évaporateur PV/T hybride au CO<sub>2</sub> : une étude numérique.

Pierre-Luc PARADIS<sup>1,2\*</sup>, Daniel R. ROUSSE<sup>1,2</sup>, Louis LAMARCHE<sup>2</sup>, Hakim NESREDDINE<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Groupe de recherche en technologie de l'énergie et efficacité énergétique (t3e), Montréal, Canada.

<sup>2</sup>École de technologie supérieure (ÉTS), Montréal, Canada.

<sup>3</sup>Laboratoire des technologies de l'énergie, Institut de recherche d'Hydro-Québec, Shawinigan, Canada.

\*(auteur correspondant : daniel@t3e.info)

**Résumé** – Cet article étudie une nouvelle géométrie de collecteur solaire hybride photovoltaïque/thermique (PV/T) utilisé comme évaporateur solaire dans un système de pompe à chaleur transcritique au CO<sub>2</sub>. Un modèle numérique semi-transitoire est proposé. L'équation de conduction 2-D en régime transitoire est combinée à un modèle d'écoulement diphasique compressible 1-D en régime permanent. Le modèle repose sur une résolution par volumes finis qui permet de calculer la distribution de la température de l'absorbeur solaire de même que les champs de pression, vitesse, enthalpie, etc. de l'écoulement de CO<sub>2</sub> qui circule dans un tube en forme de serpentin collé derrière l'absorbeur solaire. Les résultats de simulations permettent de comparer les performances combinées (thermique et électriques) de l'évaporateur solaire hybride PV/T aux performances thermiques d'un collecteur T ainsi qu'aux performances électriques d'un collecteur PV. Dans les conditions simulées, le collecteur PV/T produit 177,2 [W] thermique et 182,1 [W] électrique. En comparaison, le collecteur PV produit 176,6 [W] et le collecteur T 193,8 [W]. Cet article accompagne l'article 160 qui traite l'analyse expérimentale du problème.

Mots-clés: Évaporateur, conduction thermique 2-D, PV/T, écoulement diphasique, pompe à chaleur transcritique CO<sub>2</sub>, volumes finis.

## Nomenclature

$T$	Température, °C	<i>Indices et exposants</i>	
$q$	Taux de transfert de chaleur, W	$P$	Relié à l'absorbeur solaire
$c_p$	Chaleur massique, J/kgK	$f$	Relié au mélange diphasique de CO <sub>2</sub>
$k$	Conductivité thermique, W/mK	$top$	Vers le haut
$p$	Pression, kPa	$bot$	Vers le bas (pour « bottom »)
$V_z$	Vitesse, m/s	$solar$	Relié au flux solaire
$h_i$	Enthalpie associée à $i$ , J/kgK	$elec$	Relié à la puissance électrique
$h$	Coefficient de convection, W/m <sup>2</sup> K	$conv$	Relié au coefficient de convection
$x_{th}$	Titre thermodynamique, -	$PV$	Collecteur solaire photovoltaïque
<i>Symboles grecs</i>		$PV/T$	Collecteur solaire hybride PV/T
$\Delta z_p$	Épaisseur de l'absorbeur solaire, m	$T$	Collecteur solaire thermique
$\rho$	Masse volumique, kg/m <sup>3</sup>	$G$	Phase gazeuse
$\varepsilon$	Taux de vide, -	$L$	Phase liquide

## 1. Introduction

### 1.1. Contexte

Les collecteurs solaires hybrides PV/T peuvent servir à la production d'eau chaude domestique ou encore au préchauffage de l'air frais lorsque par exemple ils sont intégrés à la façade d'un bâtiment. Ce type de collecteurs solaires intègre un échangeur de chaleur afin de

recupérer l'énergie thermique des cellules photovoltaïques. Ils sont donc capables de produire à la fois de l'électricité et de la chaleur. L'utilisation d'un fluide caloporteur diphasique à l'intérieur des collecteurs solaires en combinaison avec un cycle à compression de vapeur constitue une application moins connue [1]. Cette dernière offre un potentiel significatif d'amélioration des performances simultanées des deux systèmes [2]. D'une part, les performances de chauffage de la pompe à chaleur sont favorisées par rapport à un système qui puise sa chaleur dans l'air ambiant. D'autre part, le refroidissement des cellules PV (intégrées à l'absorbeur solaire du collecteur) favorise leur rendement de conversion photovoltaïque. En conséquence, Ji et al. [3] ont conçu un système combinant un collecteur solaire hybride PV/T et une pompe à chaleur au R22. Le collecteur solaire est alors utilisé comme évaporateur puisque le réfrigérant circule directement à l'intérieur. Le R22 a toutefois un impact négatif sur la couche d'ozone et le réchauffement climatique. Son utilisation n'est donc pas intéressante à long terme au contraire du CO<sub>2</sub>.

Un modèle détaillé d'évaporateur solaire hybride PV/T est nécessaire pour prédire ses performances thermiques et électriques et son influence sur le cycle thermodynamique de la pompe à chaleur. Actuellement, le modèle de collecteur solaire thermique le plus utilisé est un modèle analytique basé sur les travaux de Hottel et Whillier. Ce modèle est détaillé dans les références sur le sujet telles que le livre de Duffie and Beckman [4]. Il implique toutefois de nombreuses hypothèses. Des versions améliorées de ce modèle permettent de simuler le comportement des collecteurs hybrides PV/T puisqu'ils prennent en compte la puissance photovoltaïque produite qui réduit alors les performances thermiques du collecteur solaire [5]. L'avantage de ces modèles analytiques est qu'ils nécessitent généralement un court temps de calcul. De cette façon, ils peuvent être utilisés pour évaluer les performances sur une base annuelle. Cependant, ils sont actuellement incapables de représenter le comportement diphasique de l'écoulement de réfrigérant qui caractérise un évaporateur solaire.

Des modèles numériques sont également proposés dans la littérature tel que présenté par Chow [6]. Ils aident à comprendre les comportements thermique et électrique du collecteur solaire à l'échelle du composant car ils incluent un niveau élevé de détails. Ce type de modèle est particulièrement adapté à l'analyse de nouvelles géométries de collecteurs. En retour, ils requièrent des temps de calculs considérables ce qui les rend impropres à simuler le comportement du système sur de longues périodes de temps. Une revue plus exhaustive comportant notamment une revue de l'usage du CO<sub>2</sub> comme réfrigérant est disponible dans des travaux complémentaires à cet article [7].

## 1.2. Le projet

Dans ce projet, un collecteur solaire PV standard, un collecteur solaire thermique (T) et un collecteur solaire hybride PV/T sont comparés. Les collecteurs T et PV/T sont intégrés dans un cycle de pompe à chaleur transcritique au CO<sub>2</sub> sous la forme d'un évaporateur solaire à détente directe (DX). Le collecteur PV sert de référence pour la production électrique. Le collecteur T sert de référence pour la production d'énergie thermique. Le collecteur solaire hybride PV/T produit de l'électricité et de la chaleur. Un modèle numérique est développé pour évaluer les performances thermiques et électriques de chaque collecteur. Un modèle d'écoulement diphasique compressible est couplé à un modèle d'absorbeur solaire [8]. Un soin particulier est pris pour gérer le changement de phase du réfrigérant dans l'échangeur de chaleur.

## 2. Méthode numérique

### 2.1. Géométrie du système

La figure 1 montre la géométrie des trois collecteurs solaires étudiés. L'évaporateur PV/T, comprend toutes les couches d'un collecteur solaire photovoltaïque (PV) standard plus une feuille d'acier inoxydable tel que décrit par Paradis, et al. [8]. Le Tedlar blanc a été remplacé par du Tedlar noir dans le collecteur PV/T afin de favoriser l'absorption du rayonnement solaire. Un tube serpentin en acier inoxydable est collé à l'arrière de l'absorbeur solaire. Le sens de l'écoulement du réfrigérant est aussi indiqué.

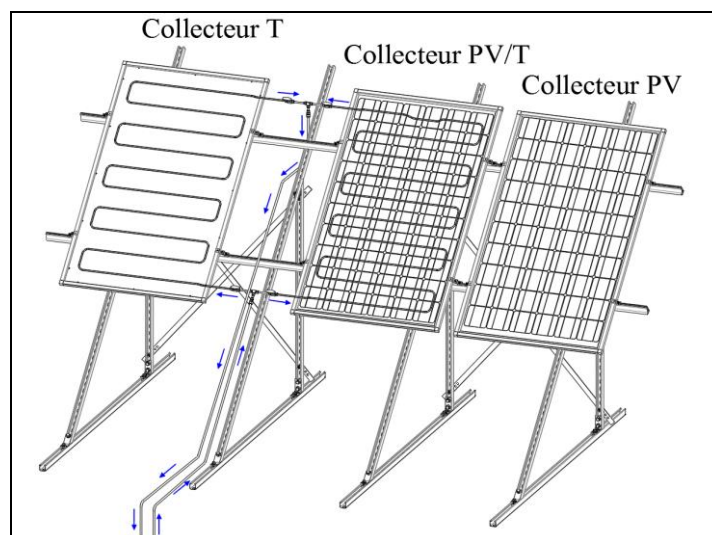


Figure 1 : Géométrie des collecteurs solaires T, PV/T et PV

### 2.2. Modèle mathématique

**Absorbeur solaire :** Un bilan d'énergie est réalisé sur un élément différentiel de l'absorbeur. Les axes  $x$  et  $y$  sont utilisés pour la répartition spatiale de la température sur la plaque. Ce modèle combine les effets optiques ainsi qu'un modèle électrique. Il tient en compte l'augmentation des pertes optiques due à la variation de l'angle d'incidence du rayonnement solaire et l'influence de la charge électrique connectée au collecteur solaire [8]. Il est couplé à un modèle d'écoulement diphasique du réfrigérant dans le tube afin de développer un modèle de transfert de chaleur conjugué permettant de prédire le flux thermique échangé entre l'absorbeur solaire et le réfrigérant.

Le bilan d'énergie sur l'absorbeur est donné par :

$$\left(\rho c_p\right)_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ k_p \left( \frac{\partial T_p}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ k_p \left( \frac{\partial T_p}{\partial y} \right) \right] + \frac{dq_{solar} - dq_{top} - dq_{bot} - dq_{elec}}{dxdy\Delta z_p} \quad (1)$$

Les détails associées aux calcul du flux solaire incident  $dq_{solar}$ , à la production électrique  $dq_{elec}$ , ainsi qu'aux pertes de chaleur par le haut  $dq_{top}$  et le bas  $dq_{bot}$  sont donnés par Paradis, et al. [8]. Les pertes de chaleurs vers le bas sont différentes pour les volumes de contrôle au-dessus du serpentin. Le flux de chaleur échangé avec le réfrigérant apparaît comme un terme source dans le domaine 2-D de l'absorbeur solaire.

**Écoulement diphasique :** Un mélange de CO<sub>2</sub> diphasique homogène s'écoule à l'intérieur d'un tube en forme de serpentin collé à l'arrière de l'absorbeur solaire. Un tube d'acier inoxydable est utilisé afin de soutenir la haute pression de fonctionnement du système.

Le tube est discrétisé sur la longueur. L'axe  $z$  est utilisé pour la répartition spatiale des différentes variables au long du tube. Le modèle repose sur les équations de conservation 1-D, en régime permanent, de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie ainsi que le modèle d'état implanté dans Refprop [9]. Une comparaison du temps de transport associé à l'écoulement diphasique à l'intérieur du tube au temps caractéristique associé au transfert de chaleur par diffusion dans la plaque permet de justifier pourquoi le terme instationnaire n'est pas considéré dans le modèle d'écoulement au contraire du modèle d'absorbeur solaire. Le modèle global est donc considéré semi-transitoire. Cela permet de comparer les résultats de simulations à des mesures prises en conditions réelles de fonctionnement. Les conditions d'entrées de l'écoulement sont alors fournies au modèle de même que l'évolution des conditions météo pour obtenir l'évolution des performances électrique et thermiques de l'évaporateur solaire.

Dans le modèle, les conditions d'entrée (vitesse, pression et enthalpie) du  $\text{CO}_2$  sont données afin de faciliter l'intégration future de ce modèle dans un modèle global de pompe à chaleur transcritique au  $\text{CO}_2$ .

Le tableau 1 présente le résumé des équations du modèle d'écoulement diphasique. Plus de détails incluant l'algorithme de résolution sont fournis dans un article complet [7].

<b>Masse (continuité)</b>	$\frac{d}{dz}(\rho_f V_z) = 0$	(2)
<b>Quantité de mouvement</b>	$\frac{d}{dz}(\rho_f V_z^2) + \frac{dp}{dz} + \frac{dp_{friction}}{dz} = 0$	(3)
<b>Énergie</b>	$\frac{d}{dz} \left[ \rho_f V_z \left( h_f + \frac{V_z^2}{2} \right) \right] - \frac{dq_{wall}}{dz A_s} = 0$	(4)
<b>Masse volumique du mélange</b>	$\rho_f = \varepsilon \rho_G + (1 - \varepsilon) \rho_L$	(5)
<b>Titre thermodynamique</b>	$x_{th} = \frac{h_f - h_L}{h_G - h_L}$	(6)
<b>Fraction de vide</b>	$\varepsilon = \frac{x_{th} \rho_L}{x_{th} \rho_L + (1 - x_{th}) \rho_G}$	(7)

Tableau 1 : Sommaire des équations du modèle d'écoulement diphasique

**Modèle global :** Les deux modèles numériques sont couplés à travers la conservation d'énergie respectivement l'équation (1) pour l'absorbeur solaire et l'équation (4) pour l'écoulement diphasique. L'équation (1) implique l'expression de  $dq_{bot}$  qui prend à la fois en compte les pertes de chaleur vers l'air ambiant et l'échange avec l'écoulement diphasique pour les volumes de contrôles situés au-dessus du serpent. De plus, dans l'équation (4), l'expression de  $dq_{wall}$  fait référence au flux de chaleur à la paroi, qui est une fonction de la température de l'absorbeur solaire.

**Variation angulaire de la température du tube :** Les modèles analytiques du capteur solaire thermique basés sur les analyses originales de Hottel et Whillier négligent généralement la variation de température angulaire (autour du tube). Cette hypothèse est relativement cohérente puisque la plaque et le tube sont généralement en cuivre qui possède une bonne conductivité thermique. Dans cette étude, un tube en acier inoxydable est utilisé pour supporter la pression de fonctionnement élevée du  $\text{CO}_2$  dans un cycle transcritique. Afin d'étudier l'impact de la conductivité thermique inférieure de l'acier inoxydable sur la distribution de la température, un modèle de conduction par éléments finis est développé en utilisant Matlab (« PDE toolbox »). Les résultats ont validé l'hypothèse dans le cas du cuivre

mais ont montré une variation non négligeable de la température autour du tuyau d'acier inoxydable. Un modèle analytique basé sur le modèle d'ailette droite [10] a été développé et intégré au modèle afin de tenir cette variation en compte [7].

### 2.3. Algorithme de résolution

L'algorithme global sera présenté au congrès en raison du format imposé pour rendre compte des résultats de l'étude.

## 3. Résultats

Cet article présente uniquement des résultats numériques en régime permanent. Les conditions des simulations résumées dans le tableau 2 sont inspirées de conditions expérimentales mesurées en conditions réelles expliquées dans l'article 160. Seule la vitesse de vent a été modifiée. Le tableau 2 présente la simulation du 14 décembre à 12h30. Les collecteurs solaires sont inclinés à 45 ° orientés vers le sud.

Température ambiante	-15,2 [°C]
Humidité relative	55,6 [%]
Vitesse du vent	4 [m/s]
Rayonnement total horizontal	356 [W/m <sup>2</sup> ]
Charge de la résistance électrique	8 [ $\Omega$ ]
Débit massique de CO <sub>2</sub>	0,003 905 [kg/s]
Pression à l'entrée	2 461 [kPa]
Enthalpie à l'entrée	401,2 [kJ/kg]
Température à l'entrée	-12,55 [°C]

Tableau 2 : Conditions de simulation

### 3.1. Champs de température de l'absorbeur solaire

Le champ de température prédit pour chacun des collecteurs solaires est présenté à la figure 2. Un maillage uniforme structuré de 1 [mm] x 1 [mm] est utilisé sur chaque absorbeur solaire. Le temps de calcul est respectivement pour les collecteur T, PV/T et PV de 660 [s], 584 [s] et 53 [s]. L'entrée du fluide est située dans le coin supérieur gauche des évaporateurs ce qui est en contradiction avec la représentation du montage de la figure 1. Toutefois comme l'influence de la gravité est négligée dans le modèle, cela n'influence pas les résultats. Les températures moyennes des collecteurs solaires T, PV/T et PV sont respectivement de 0,2 [°C], -3,9 [°C] et -1,8 [°C]. Le collecteur solaire PV standard est donc légèrement plus chaud que le collecteur solaire PV/T.

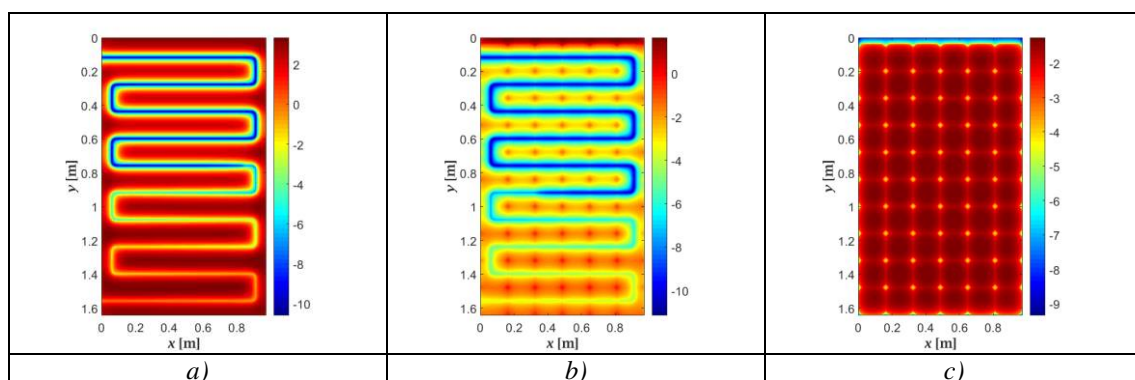


Figure 2 : Distribution de température de l'absorbeur solaire : a) collecteur T ; b) collecteur PV/T ; c) collecteur PV

### 3.2. Performances thermiques

L'état du réfrigérant au long du tube est présenté sur la figure suivante. Les résultats du collecteur T sont présentés en bleu et les résultats du collecteur PV/T en noir.

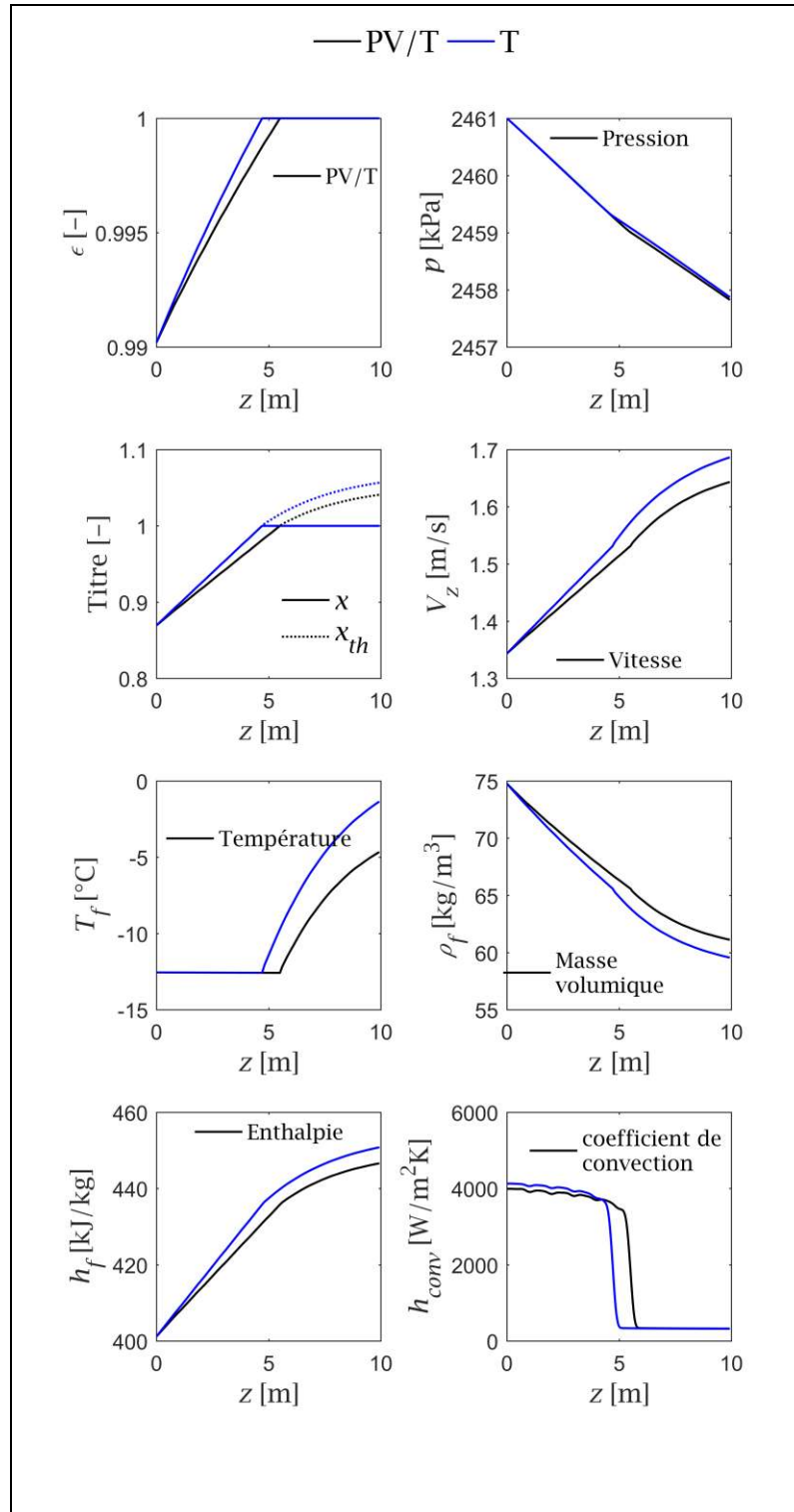


Figure 3 : État du réfrigérant au long du tube

La puissance thermique récupérée du collecteur T est légèrement supérieure que celle du collecteur PV/T. Respectivement 193,8 [W] et 177,2 [W]. La capacité frigorifique de la

pompe à chaleur est donc de 371,0 [W]. La température de sortie du collecteur T est -1,3 [°C] contre -4,7 [°C] pour le collecteur PV/T. Les surchauffes respectives à la sortie des collecteurs solaires sont donc de 11,3 [°C] et de 7,9 [°C].

### 3.3. Performances électriques

La puissance électrique générée dépend de la charge électrique connectée sur le capteur solaire PV. Dans le prototype actuel (en cours de développement), une charge résistive constante de 8 [Ω] était facilement disponible. Ceci explique pourquoi les résultats sont montrés en utilisant cette charge électrique reliée au collecteur solaire. Cependant, une charge résistive plus faible (environ 2,5 [Ω]) produirait plus d'énergie électrique, car cela permettrait au collecteur solaire de travailler plus près de son point de puissance maximale. La puissance électrique produite par le collecteur PV/T est de 182,1 [W] contre 176,6 [W] par le collecteur solaire PV standard (sans refroidissement). Ce résultat s'accorde avec le fait que le collecteur solaire PV standard a une température moyenne légèrement plus élevée. Le point de fonctionnement des deux collecteurs solaires est représenté sur la figure 4.

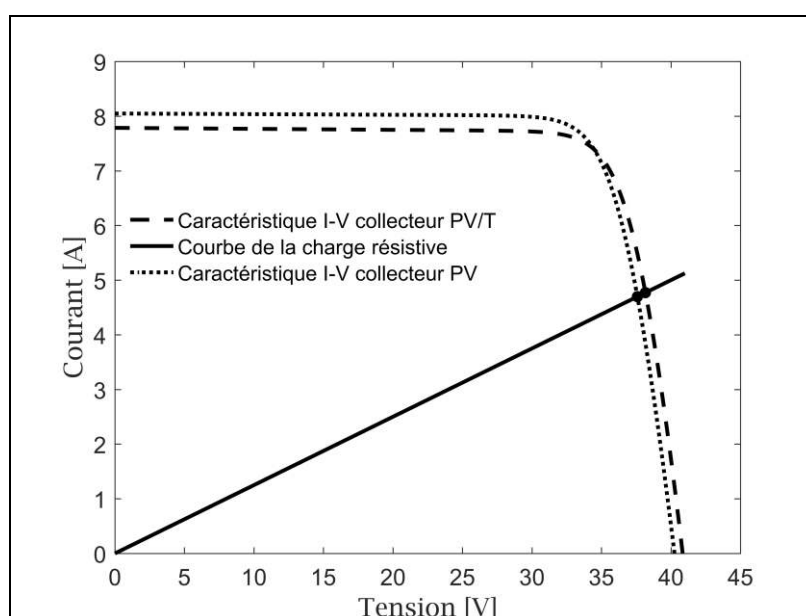


Figure 4 : Point de fonctionnement des collecteurs PV et PV/T

### 3.4. Performance générale

La surface brute du collecteur est de 1,598 [m<sup>2</sup>] et le rayonnement solaire incident total sur la surface inclinée calculé dans les conditions du tableau 2 en utilisant le modèle de ciel HDKR anisotrope de Klucher [11] est de 874 [W/m<sup>2</sup>]. Le rendement de conversion photovoltaïque du collecteur PV est de 12,6 [%] contre 13,0 [%] pour le collecteur PV/T. Le rendement thermique du collecteur T est de 13,9 [%] contre 12,7 [%] pour le collecteur PV/T. Cela conduit à un rendement global combiné (thermique + électrique) du collecteur solaire hybride PV/T de 25,7 [%].

## 4. Conclusion

Cet article a pour but d'étudier numériquement un nouveau capteur solaire hybride PV/T pouvant être utilisé comme évaporateur dans un cycle de pompe à chaleur transcritique au

CO<sub>2</sub>. Un modèle numérique semi-transitoire est proposé pour analyser les performances thermiques et électriques de la conception. Un résultat de simulation en régime permanent est présenté. Les champs de températures des absorbeurs solaires, les performances électrique et thermique sont comparés à ceux obtenus pour des collecteurs solaires standard PV et T qui servent de références. Une configuration expérimentale est également développée dans le cadre de ce projet et les premiers résultats expérimentaux sont présentés dans l'article 160.

## Références

- [1] Daghigh R., Ruslan M.H., Sulaiman M.Y., Sopian K., Review of solar assisted heat pump drying systems for agricultural and marine products, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14, pp. 2564-2579, (2010).
- [2] Chaturvedi S., Chiang Y., Roberts A., Analysis of two-phase flow solar collectors with application to heat pumps, *Journal of Solar Energy Engineering*, 104, pp. 358-365, (1982).
- [3] Ji J., Liu K., Chow T.-t. *et al.*, Performance analysis of a photovoltaic heat pump, *Applied Energy*, 85, pp. 680-693, (2008).
- [4] Duffie J.A., Beckman W.A., *Solar engineering of thermal processes*, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.; (2006).
- [5] Bergene T., Løvvik O.M., Model calculations on a flat-plate solar heat collector with integrated solar cells, *Solar Energy*, 55, pp. 453-462, (1995).
- [6] Chow T., Performance analysis of photovoltaic-thermal collector by explicit dynamic model, *Solar Energy*, 75, pp. 143-152, (2003).
- [7] Paradis P.-L., Rouse D.R., Lamarche L., Nesreddine H., A hybrid PV/T solar evaporator using CO<sub>2</sub>: Numerical heat transfer model and simulation results, *Solar Energy*, pp. (En préparation, 2018).
- [8] Paradis P.-L., Rouse D.R., Lamarche L., Nesreddine H., A 2-D transient numerical heat transfer model of the solar absorber plate to improve PV/T solar collector systems, *Solar Energy*, 153, pp. 366-378, (2017).
- [9] Lemmon E.W., Huber M.L., McLinden M.O. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.1, National Institute of Standards and Technology. In: 2013.
- [10] Incropera F.P., Lavine A.S., Bergman T.L., DeWitt D.P., *Fundamentals of heat and mass transfer*, Wiley; (2013).
- [11] Klucher T.M., Evaluation of models to predict insolation on tilted surfaces, *Solar energy*, 23, pp. 111-114, (1979).

## Remerciements

Le second auteur remercie le programme de bourses d'études supérieures du Canada Vanier. M. Pierre Lévesque de l'entreprise Ceptek technologies est remercié pour sa contribution à l'élaboration du montage. Le groupe t3e remercie enfin M. Michel Trottier pour son soutien exceptionnel ayant permis la construction de l'Héliolab et le CRSNG.



# Impact énergétique d'un couplage de procédés - adsorption-photocatalyse - pour traiter l'air intérieur

Amine TAZZIT<sup>1\*</sup>, Vincent PLATEL<sup>1</sup>, Cécile HORT<sup>1</sup>, Laurent MOYNAULT<sup>1</sup>, Valérie HEQUET<sup>2</sup>, Yves ANDRES<sup>2</sup>, Élise HALLEMANS<sup>3</sup>, Guillaume COULBAUX<sup>3</sup>, Paolo BRUNO<sup>4</sup>, Maureen BINET<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Université de Pau et des Pays de l'Adour, Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés (LaTEP), IPRA, ENSGTI

Rue Jules Ferry – 64075 Pau Cedex

<sup>2</sup> IMT Atlantique, Ecole des Mines de Nantes, GEPEA UMR CNRS 6144  
4 Rue Alfred Kastler, 44300 Nantes

<sup>3</sup> Cerema Ile-de-France, Département Ville Durable/Laboratoire Environnement Urbain, 12 rue Teisserenc de Bort -78190 - Trappes-en-Yvelines

<sup>4</sup> Société Air Sûr Paris Région Innovation Nord Express, 46 rue René Clair, 75018 Paris

\* (auteur correspondant : tazzit.amine@gmail.com)

## Résumé

Dans le cadre de l'appel à projet "Vers des bâtiments responsables à l'horizon 2020" réalisé par l'ADEME, le projet CUBAIR a été lancé en 2014. Un des objectifs de ce projet concerne l'impact énergétique d'un prototype installé dans un bâtiment à Paris (le CVRH). Un bilan thermique sur la salle concernée a permis de caractériser le comportement thermique de celle-ci, en l'absence du système de dépollution dans un premier temps, puis en sa présence. L'impact énergétique est principalement déterminé par un calcul de puissance de chauffage et/ou de climatisation.

## Nomenclature

$\rho_p$  masse volumique de la paroi,  $kg.m^{-3}$

$\rho_{air}$  masse volumique de l'air,  $kg.m^{-3}$

$\lambda_p$  conductivité thermique de la paroi,  
 $W.m^{-1}.K^{-1}$

$c_p$  capacité thermique massique de la paroi,  
 $J.kg^{-1}.K^{-1}$

$c_{air}$  capacité thermique massique de l'air,  
 $J.kg^{-1}.K^{-1}$

$V_{air}$  volume de l'air,  $m^3$

$V_p$  volume de la paroi,  $m^3$

$S_p$  surface de la paroi,  $m^2$

$h_{int}$  coefficient de transfert convectif intérieur,  
 $W.m^{-2}.K^{-1}$

$h_{ext}$  coefficient de transfert convectif extérieur,  
 $W.m^{-2}.K^{-1}$

$e_p$  épaisseur de la paroi,  $m$

$\lambda$  conductivité thermique,  $W.m^{-1}.K^{-1}$

$T_{int}$  température intérieure du local,  $K$

$T_{ext}$  température du côté extérieur de la paroi,  $K$

$T_p$  température de la paroi,  $K$

$T_{SD}$  température du système de traitement de l'air,  $K$

## 1. Introduction

La pollution de l'air intérieur (PAI) constitue une préoccupation de santé publique souvent méconnue du grand public. Selon une récente étude menée par l'Agence nationale de sécurité sanitaire de l'alimentation, de l'environnement et du travail (Anses, 2014), la PAI

engendrerait un coût socio-économique d'environ 20 milliards d'euros par an en France. Aussi, le traitement de l'air intérieur et la consommation énergétique de ces systèmes dans les locaux de vie est devenu un enjeu majeur.

Dans cette optique, le projet pluridisciplinaire CUBAIR (Confort des Usagers des Bâtiments tertiaires par l'usage de techniques de traitement de l'Air), financé par l'Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME), s'intéresse à l'amélioration du confort des usagers des bâtiments tertiaires, en intégrant la qualité de l'air intérieur et sa conciliation avec l'aspect énergétique du bâtiment à l'échelle 2020-2050. Pour répondre aux interrogations soulevées par la qualité de l'air, il est nécessaire, parallèlement aux efforts menés sur la réduction à la source des émissions (optimisation de la ventilation, utilisation de matériaux moins émissifs), de s'intéresser de manière forte à tout système de traitement de l'air pouvant être mis en œuvre. Dans ce contexte, nous avons réalisé et étudié un couplage de procédés d'épuration de l'air (filtration-adsorption et photocatalyse), implanté dans un bâtiment tertiaire de la ville de Paris. Un autre objectif de ce projet était de déterminer les gains énergétiques induits par l'utilisation d'un tel dispositif sur le fonctionnement d'une centrale de traitement d'air d'un bâtiment de bureaux. L'amélioration de la qualité de l'air devant permettre d'optimiser, en le réduisant, l'apport d'air frais consommateur d'énergie (air à refroidir ou à réchauffer), tout en tenant compte de la concentration en dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>).

## 2. Matériels et méthodes

### 2.1 Modèle physique

Le montage expérimental correspond à un prototype de traitement d'air qui combine à la fois des procédés de filtration, d'adsorption et de photocatalyse. L'adsorption est réalisée via un filtre à charbon actif. L'oxydation photocatalytique est, quant à elle, assurée par l'activation de molécules de dioxyde de titane (TiO<sub>2</sub>) grâce à une source lumineuse dans le domaine de l'UV. Avant d'entrer dans la salle, l'air extérieur passe par une centrale de traitement d'air. L'air entrant dans la salle suit, dans le système de dépollution, le cheminement représenté en figure 1:

- l'air passe tout d'abord à travers le filtre à charbon actif où les polluants gazeux, tels que le dioxyde d'azote, (NO<sub>2</sub>) seront adsorbés ;
- il passe par la suite successivement via deux filtres de tailles différentes, du plus grossier (« filtre G4 ») au plus fin (« filtre F7 ») qui ont pour rôle de filtrer les particules de diamètre grossier (PM10) et fin (PM 2,5) ;
- un ventilateur est placé à la sortie du système afin d'acheminer l'air vers le photocatalyseur où les composés organiques volatils (COVs) sont oxydés par photocatalyse suite à l'activation du dioxyde de titane (TiO<sub>2</sub>) par une source lumineuse UV.

L'air épuré est ensuite envoyé dans la pièce dont le plan est représenté sur la figure 2. Afin de déterminer l'impact énergétique de ce système, un bilan thermique en régime transitoire est réalisé sur la pièce où est installé le prototype. Ce bilan est réalisé dans deux configurations différentes : en présence et en absence du système.

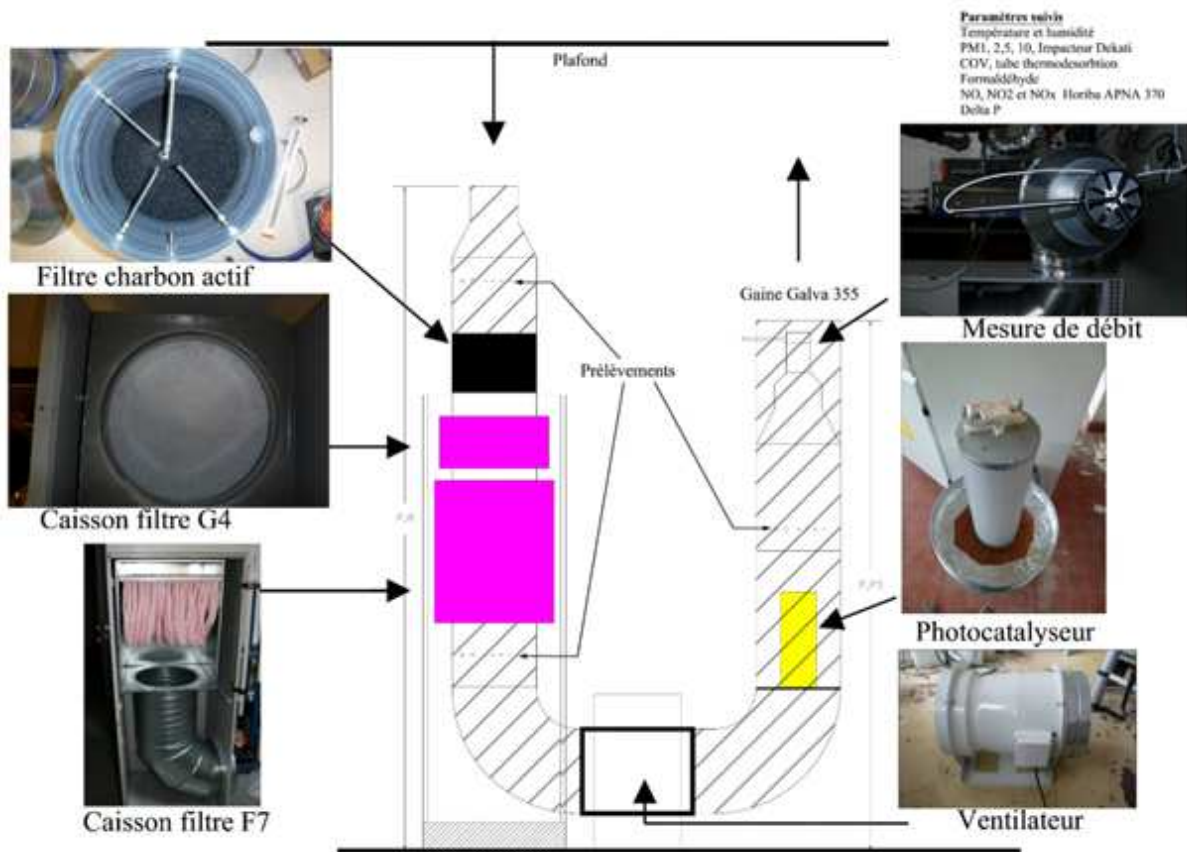


Figure 1- Schéma descriptif du système

Pour cette étude, les hypothèses suivantes sont réalisées :

- la température des pièces environnantes est constante (ces pièces sont chauffées ou climatisées) ;
- la température au niveau du couloir est constante (pas de données expérimentales concernant ce couloir) ;
- l'effet du rayonnement dans la pièce est négligeable.

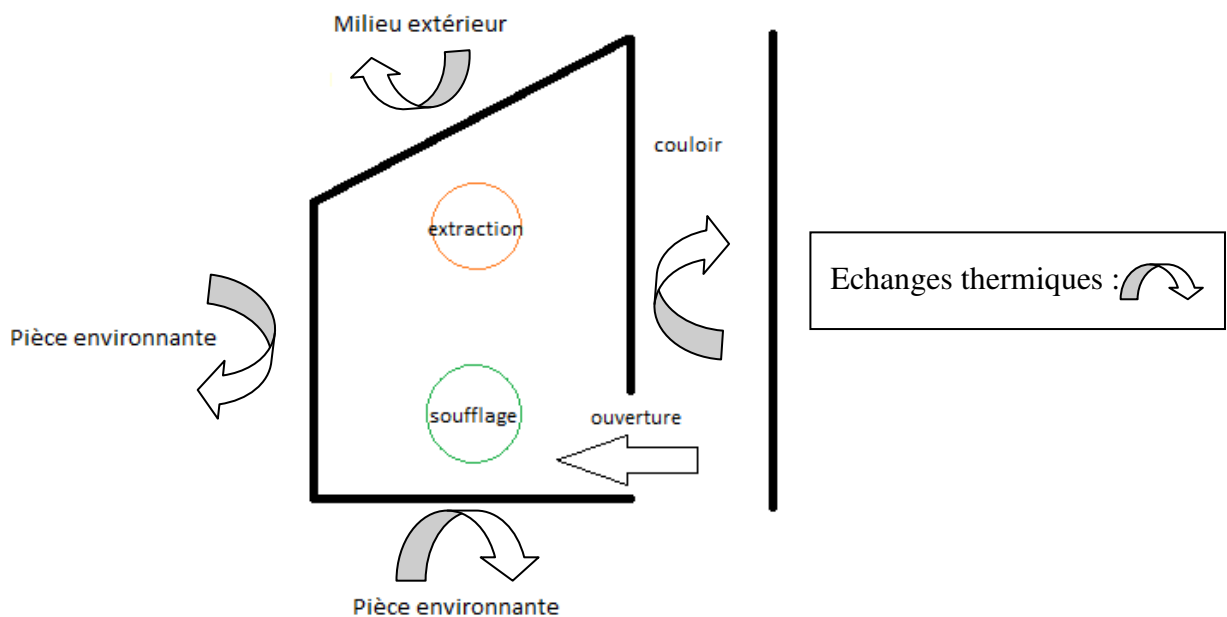


Figure 2- Schéma descriptif de la pièce

L'équation générale du bilan d'énergie thermique est la suivante :

$$\rho c V \frac{dT}{dt} = \sum Flux\ entrant - \sum Flux\ sortant + Sources$$

On applique ce bilan aux différentes faces du local et sur l'air intérieur.

Au niveau des parois on obtient :

$$\rho_p c_p V_p \frac{dT_p}{dt} = S_p \left( \frac{T_{ext}(t) - T_p(t)}{\frac{1}{h_{ext}} + \frac{e_p}{2\lambda_p}} + \frac{T_{int}(t) - T_p(t)}{\frac{1}{h_{int}} + \frac{e_p}{2\lambda_p}} \right)$$

Le bilan d'énergie thermique sur l'air s'écrit :

$$\rho_{air} c_{air} V_{air} \frac{dT_{air}}{dt} = \sum_{parois} S_p \frac{T_p(t) - T_{int}(t)}{\frac{1}{h_{int}} + \frac{e_p}{2\lambda_p}} + \dot{Q}_{syst} + \dot{Q}_{CTA} + \dot{W}_{ventil} - \dot{Q}_{VMC}$$

avec :

- $\dot{Q}_{syst}$  : flux de chaleur apporté par le système de dépollution ;
- $\dot{Q}_{CTA}$  : flux de chaleur apporté par la centrale de traitement d'air ;
- $\dot{W}_{ventil}$  : puissance mécanique délivrée par le ventilateur ;
- $\dot{Q}_{VMC}$  : flux de chaleur extrait par la VMC (nul dans notre cas, l'air extrait étant à la température de la pièce).

Pour déterminer la performance énergétique de l'installation, on évalue la consommation en chauffage nécessaire pour maintenir la pièce à une température de consigne en fonction des pertes thermiques qui s'expriment de la façon suivante :

$$\Phi_{pertes} = \sum_{parois} S_p \frac{T_{consigne}(t) - T_p(t)}{\frac{1}{h_{int}} + \frac{e_p}{2\lambda_p}}$$

## 2.2 Modèle numérique

Afin de résoudre les différents bilans exprimés auparavant, un code a été réalisé en Fortran 90. Pour faciliter la résolution numérique, on réalise les hypothèses suivantes :

- 1 seul nœud est considéré au milieu des parois (calcul de la température de paroi) ;
- la température extérieure varie de façon sinusoïdale avec une période de 24 heures.

Le problème se ramène donc à résoudre 8 équations couplées, correspondant au système matriciel suivant :

$$A\vec{T} = B$$

avec :

- $\vec{T}$  : vecteur colonne contenant les 7 températures de paroi et la température intérieure ;
- A : matrice (8 × 8) contenant les coefficients devant les termes évalués à l'itération suivante (i+1) ;
- B : vecteur colonne des termes constants et des termes évalués en à l'itération i.

Il est donc préférable d'utiliser un schéma de résolution implicite.

### 3. Résultats

Le système fonctionne toute la journée sans interruption. Les murs sont en béton. Le volume de la pièce est de 225 m<sup>3</sup>.

Les valeurs suivantes sont prises en compte :

- $T_{SD} = 29^{\circ}\text{C}$  ;
- $T_{\text{entrée}} = 23^{\circ}\text{C}$  (Température en sortie de la CTA) ;
- $\dot{W}_{\text{ventil}} = 380 \text{ W}$ .

Les calculs sont réalisés en partant d'une température initiale  $T_0$ . La durée de simulation doit être choisie de telle sorte à ce que l'on atteigne un régime pseudo-permanent (de l'ordre de 10 à 15 jours compte tenu de l'inertie des murs). Pour la température extérieure, on choisit la journée la plus extrême de la saison (la plus froide en hiver et la plus chaude en été).

Pour une saison froide on obtient les résultats suivants (la température minimale mesurée lors de ce dernier hiver à Paris était de 0,4°C) :

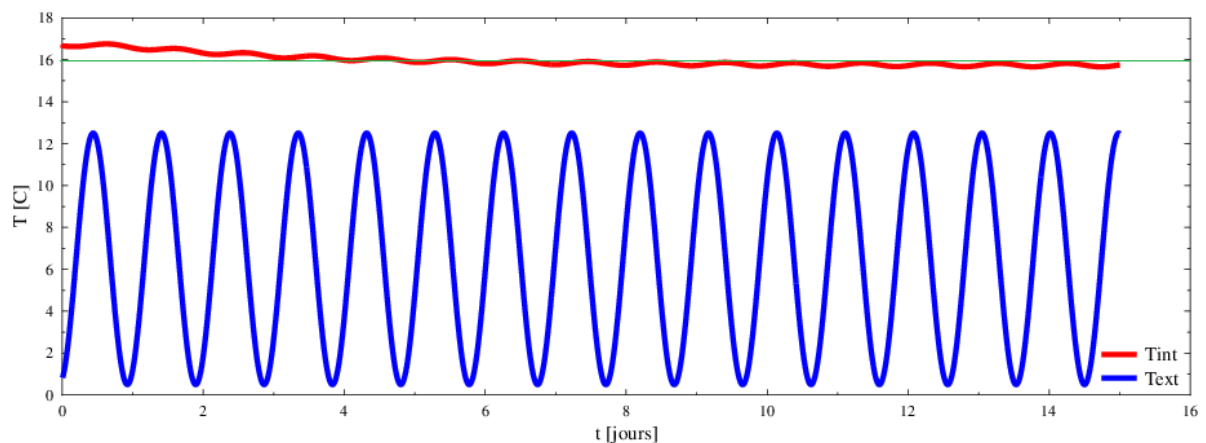


Figure 3- Evolution de la température du local en fonction du temps en saison froide

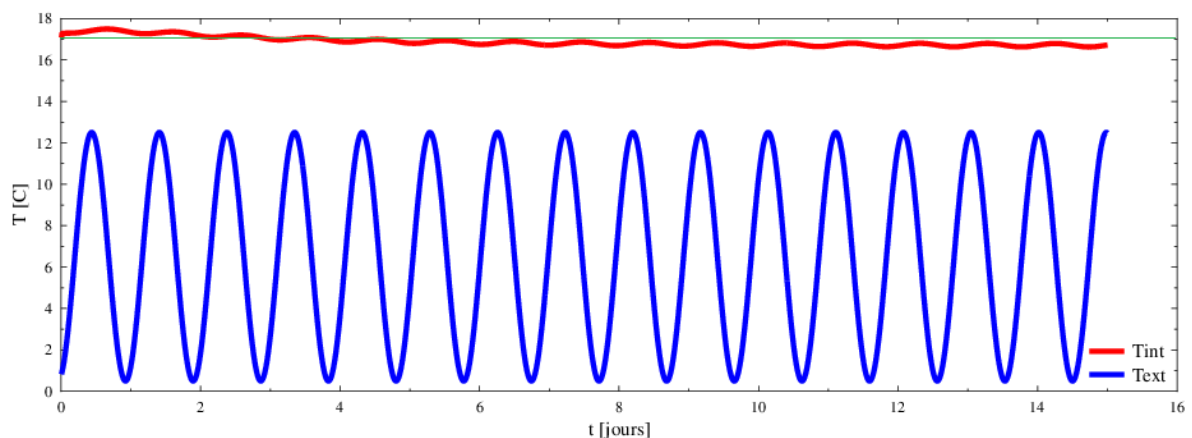


Figure 4- Evolution de la température du local en fonction du temps en saison froide avec le système de traitement de l'air en fonctionnement

On constate que le fonctionnement du système provoque une augmentation de la température intérieure de 1°C pour une même température extérieure. On réchauffe donc la

salle d'un degré sans utiliser de système de chauffage ce qui constitue un gain vis-à-vis du système, que l'on évaluera par la suite.

Cette observation est généralisable pour une saison intermédiaire et une saison chaude. Cependant pour une saison chaude, cette élévation de température représentera un coût en termes d'énergie de climatisation.

Afin d'avoir une idée sur les économies et/ou les coûts énergétiques engendrés par le système, on évalue l'énergie à fournir pour réchauffer ou refroidir la pièce. Pour conserver une température de 18°C dans la pièce, on obtient les résultats suivants :

	Avec système	Sans système
<b>Energie en kWh/jour</b>	27	30

Tableau 1 - Energie de chauffage pour une saison froide ( $T_{min} = 0,4\text{ }^{\circ}\text{C}$ ).

Le raisonnement est le même pour les saisons intermédiaire et chaude. On obtient les résultats suivants :

	Avec système	Sans système
<b>Energie en kWh/jour</b>	0,22	4

Tableau 2- Energie de chauffage pour une saison intermédiaire ( $T_{max} = 21^{\circ}\text{C}$  et  $T_{min} = 9\text{ }^{\circ}\text{C}$ ).

	Avec système	Sans système
<b>Energie en kWh/jour</b>	47	43

Tableau 3- Energie de climatisation pour une saison chaude ( $T_{max} = 36,5^{\circ}\text{C}$ ).

Les 3 tableaux précédents confirment donc bien les conclusions réalisées auparavant via les courbes des températures. Ces calculs ne concernent que les journées thermiquement les plus défavorables.

## 4. Conclusion

Cette première approche permet de déterminer l'impact énergétique du système de traitement de l'air. Les résultats obtenus permettent de conclure quant à l'efficacité du prototype pour des saisons froides et tempérées (besoin moindre en chauffage). Pour une saison chaude, il provoque une élévation de température dans la salle, ce qui engendre un coût financier supplémentaire en termes d'énergie de climatisation, résultat à nuancer par l'amélioration de la qualité de l'air de cette salle. Une étude plus poussée (prise en compte du flux solaire sur le mur extérieur, maillage plus précis des murs), pourrait renseigner sur l'impact énergétique du système de traitement de l'air avec plus de précision. Elle pourrait également s'étendre à l'étude de l'impact énergétique sur des salles de volume différent (comme des salles de bureaux, plus petits).

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'ADEME pour le financement de ce projet intitulé CUBAIR ainsi qu'à tout le personnel du CVRH pour avoir accepté de tester cette expérimentation dans leurs locaux.

# Un évaporateur PV/T hybride au CO<sub>2</sub> : une étude expérimentale.

Pierre-Luc PARADIS<sup>1,2</sup>, Daniel R. ROUSSE<sup>1,2\*</sup> Louis LAMARCHE<sup>2</sup>, Hakim NESREDDINE<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Groupe de recherche en technologie de l'énergie et efficacité énergétique (t3e), Montréal, Canada.

<sup>2</sup>École de technologie supérieure (ÉTS), Montréal, Canada.

<sup>3</sup>Laboratoire des technologies de l'énergie, Institut de recherche d'Hydro-Québec, Shawinigan, Canada.

\*(auteur correspondant : daniel@t3e.info)

**Résumé** – Cet article présente un montage expérimental combinant une pompe à chaleur au CO<sub>2</sub> et un évaporateur solaire. Le réfrigérant, du CO<sub>2</sub>, circule directement dans un échangeur intégré à la géométrie des collecteurs solaires. De cette façon, la température effective de l'évaporateur est supérieure à la température de l'air ambiant extérieur ce qui conduit à une amélioration des performances de chauffage du système et réduit les besoins de dégivrage du système. Différentes technologies de collecteurs solaires sont présentes dans le montage expérimental. Des résultats montrent un coefficient de performance (COP) en chauffage de 1,34 pour une température extérieure de -15,2 [°C]. Cet article accompagne l'article 146 qui traite l'analyse numérique du problème.

## Nomenclature

$T$	Température, °C	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	Pression, kPa	$a$	Température ambiante
BP	Pression barométrique, kPa	$1,2, \dots$	Température du CO <sub>2</sub>
$WS$	Vitesse du vent, m/s	$PV$	Collecteur solaire photovoltaïque
$RH$	Humidité relative, %	$PV/T$	Collecteur solaire hybride PV/T
$W$	Puissance électrique, W	$T$	Collecteur solaire thermique
$N$	Vitesse de rotation, rpm	$A, B, C$	Vannes de détentes
$G$	Rayonnement solaire, W/m <sup>2</sup>	$comp$	Associé au compresseur
$q$	Taux de transfert de chaleur, W	$CO_2$	Associé au réfrigérant
COP	Coefficient de performance, -	$eau$	Associé à la boucle d'eau
<i>Symboles grecs</i>		$in, out$	Entrée, sortie
$\beta_{slope}$	Inclinaison des collecteurs solaires, °	$GC$	Gaine chauffante électrique

## 1. Introduction

### 1.1. Contexte

Au Canada, les pompes à chaleur sont largement utilisées pour la climatisation résidentielle. La plupart des systèmes sont généralement réversibles. De cette façon, ils peuvent fournir une partie des besoins de chauffage. Les performances du système, exprimées en général à travers un coefficient de performance (COP), sont toutefois directement reliées à la différence de température entre les côtés chaud et froid de la pompe à chaleur. En hiver, le système puise la chaleur dans l'air ambiant extérieur pour la rejeter dans le bâtiment afin d'y maintenir une température constante et confortable. Ainsi, plus la température extérieure diminue, plus l'écart entre les côtés chaud et froid se creuse. Les performances de chauffage du système sont donc affectées tandis que la charge de chauffage du bâtiment, elle, augmente à mesure qu'il fait plus froid.

Il y a presque 30 ans, la signature du Protocole de Montréal et plus récemment l'Amendement de Kigali ont entamés une transition concernant les réfrigérants utilisés dans les pompes à chaleur. Le CO<sub>2</sub> fait partie de la famille des réfrigérants naturels et il a peu d'impacts sur l'environnement en comparaison des réfrigérants synthétiques. Le resserrement des politiques découlant de la signature de l'Amendement de Kigali ne risque donc pas de restreindre son utilisation dans le futur. L'utilisation du CO<sub>2</sub> comme réfrigérant dans un système de pompe à chaleur possède aussi plusieurs avantages puisqu'il est peu toxique et ininflammable [1]. Toutefois, sa température critique est d'environ 31 [°C] [2]. Le cycle thermodynamique associé à une pompe à chaleur utilisant le CO<sub>2</sub> comme réfrigérant est donc nécessairement transcritique lorsque la température du côté chaud s'approche de cette température critique. C'est souvent le cas dans les applications de chauffage de bâtiments. À l'état supercritique, le rejet de chaleur se fait de façon sensible, c'est-à-dire qu'il s'accompagne d'une variation de température du réfrigérant [1]. En comparaison, la température dans un condenseur de pompe à chaleur est relativement constante si les pertes de charges sont faibles. Les performances de la pompe à chaleur au CO<sub>2</sub> sont donc à la fois sensibles aux températures des sources chaude et froide. Toutefois, dans un contexte de chauffage résidentiel à air, la température du côté chaud est relativement constante et fixée par le confort des occupants.

## 1.2. Le projet

Dans ce projet, des collecteurs solaires remplacent l'évaporateur à air standard utilisé dans les pompes à chaleur air-air. De cette façon, le réfrigérant s'écoule directement dans les collecteurs solaires dont la température effective par temps ensoleillé est supérieure à la température de l'air ambiant extérieure. Les collecteurs solaires constituent alors un évaporateur solaire à expansion directe qui permet de maintenir les performances de chauffage de la pompe à chaleur malgré la diminution de la température ambiante extérieure. Qui plus est, il est possible d'intégrer des cellules solaires photovoltaïques dans l'absorbeur du collecteur solaire [3]. Dans ce cas, on obtient un évaporateur solaire hybride photovoltaïque/thermique (PV/T) et la récupération de chaleur du collecteur solaire réduit la température d'opération des cellules photovoltaïques. En effet, les cellules photovoltaïques (PV) s'échauffent naturellement en fonctionnement et l'augmentation de température pénalise leur rendement. L'intégration des cellules PV dans l'absorbeur solaire permet de maintenir les performances de production électrique de l'évaporateur solaire tout en augmentant les performances de chauffage de la pompe à chaleur tel que démontré sur un système typique au réfrigérant R22 [3].

## 2. Présentation du montage expérimental

Un montage expérimental a été développé pour tester les performances d'un tel système. Ce montage inclut une pompe à chaleur transcritique au CO<sub>2</sub>. Trois collecteurs solaires d'environ 1,6 [m<sup>2</sup>] chacun sont installés sur le toit de l'École de technologie supérieure à Montréal (latitude 45° nord) : un collecteur thermique (T), un collecteur photovoltaïque (PV) standard et un collecteur solaire hybride photovoltaïque/thermique (PV/T). Les collecteurs solaires T et PV/T sont raccordés en parallèle sur le circuit de réfrigérant et servent d'évaporateur solaire pour la pompe à chaleur. Le collecteur solaire thermique sert de référence pour la production de chaleur et le collecteur PV standard de référence au niveau de la production électrique. Les collecteurs solaires font face au sud (180°) et possèdent une inclinaison de 45°. Les cellules photovoltaïques utilisées sont faites de silicium monocristallin.



Le montage inclut une station météo qui permet de mesurer les conditions environnementales. La vitesse de vent est mesurée à l'aide d'un anémomètre/girouette à hélice et vanne de direction de l'entreprise R.M. Young. Deux pyranomètres Kipp & Zonen à thermopile mesurent le rayonnement solaire total hémisphérique horizontal et dans le plan incliné des collecteurs solaires. Une sonde combinée Siemens permet de mesurer la température sèche de l'air à l'aide d'une résistance de platine 1 000 [ $\Omega$ ] et l'humidité relative. Ce capteur possède un écran radiatif pour limiter l'influence du rayonnement solaire sur la mesure de température. Finalement, la pression barométrique est mesurée à l'aide d'un capteur Vaisala. Le tableau 1 résume les caractéristiques de la station météo.

Paramètre	Variable	Unité	Sonde	Précision
Vitesse de vent	$WS$	[m/s]	Wind Monitor 05103L	$\pm 0,3$ [m/s]
Rayonnement solaire total horizontal	$G$	[W/m <sup>2</sup> ]	CMP3	$\pm 10$ [%]
Rayonnement solaire total incliné	$G_T$	[W/m <sup>2</sup> ]	CMP3	$\pm 10$ [%]
Température sèche	$T_a$	[°C]	QFA3171	$\pm 1$ [°C]
Humidité relative	$RH$	[%]	QFA3171	$\pm 2$ [%]
Pression barométrique	$BP$	[kPa]	PTB110	$\pm 0,03$ [kPa]

Tableau 1 : *Résumé des caractéristiques de la station météo*

La figure 1, impérative à consulter pour comprendre la description suivante, présente de façon schématique l'ensemble du montage expérimental. Le système inclut un compresseur hermétique à piston rotatif (Qingan modèle QHG-E033Y3) qui possède un volume balayé de 3,3 [cm<sup>3</sup>/révolution] et une vitesse de rotation nominale de 2855 [rpm]. Un variateur de fréquence permet de moduler la vitesse de rotation du compresseur. À la sortie du compresseur, une vanne de surpression proportionnelle réglée à une pression de 120 [bars] protège le système. Le réfrigérant est par la suite acheminé à un séparateur d'huile par coalescence (Temprite modèle 131) qui retourne l'huile à l'aspiration du compresseur à travers une vanne à pointeau. Une vanne actionnée électroniquement (en série avec la vanne à pointeau) permet le retour d'huile à intervalle régulier.

Le réfrigérant haute pression se dirige ensuite dans un échangeur à plaques brasé CO<sub>2</sub>/eau qui sert de refroidisseur de gaz. La surface d'échange est de 2,28 [m<sup>2</sup>] répartie sur 16 plaques. La chaleur est rejetée dans un réseau d'eau dont la température à l'entrée est d'environ 25 [°C] et le débit de 0,2 [kg/s]. Ce réseau d'eau est connecté à la boucle d'eau mitigée du bâtiment et la chaleur est ultimement rejetée à l'extérieur via les équipements de rejet de chaleur de l'ÉTS. La capacité thermique de cette boucle est très grande ainsi, les conditions expérimentales du côté « eau » du refroidisseur de gaz sont considérées constantes.

La sortie du refroidisseur de gaz est connectée sur un échangeur de chaleur intermédiaire de 0,82 [m] de long. Cet échangeur contre-courant est formé de deux tubes coaxiaux. Il relie les écoulements de réfrigérants haute et basse pression. D'un côté, il permet de réduire la température du réfrigérant haute pression en sortie du refroidisseur de gaz. De l'autre, il surchauffe le réfrigérant qui sort de l'évaporateur.

Le réfrigérant passe ensuite à travers la vanne de détente,  $V_B$ , une vanne à pointeau motorisée (Carel modèle E2V-C). Cette vanne a pour fonction de maintenir une certaine pression,  $P_B$ , du côté du refroidisseur de gaz dans le but de maximiser les performances de la machine. La consigne de pression est calculée en fonction de la température du réfrigérant à la sortie du refroidisseur de gaz,  $T_B$ . Une bouteille sépare ensuite la phase liquide de la phase gazeuse. Le liquide, accumulé au fond de la bouteille traverse un voyant et un filtre de 25 [ $\mu$ m] avant d'atteindre la vanne de détente  $V_A$ . Cette vanne alimente l'évaporateur (les collecteurs solaires et la gaine chauffante) afin de maintenir une surchauffe constante du réfrigérant à la sortie de l'évaporateur. Cette surchauffe est calculée en continue à partir de la

pression du côté basse pression,  $P_A$  et de la température à la sortie de l'évaporateur,  $T_A$ . Cette température est mesurée à l'aide d'une thermistance (10 [k $\Omega$ ] à 25 [°C],  $\beta = 3435$ ) à coefficient de température négatif (sonde NTC) fixée à l'extérieur de la tuyauterie. Une gaine chauffante électrique est enroulée autour de la tuyauterie entre la sortie des collecteurs solaires et la mesure de température,  $T_A$ . Cette gaine chauffante sert d'auxiliaire électrique. Elle a pour fonction de faciliter le démarrage du système de même que d'offrir la possibilité de faire fonctionner le système lorsque l'ensoleillement est faible. Le réfrigérant gazeux à la sortie de l'évaporateur est ensuite mélangé avec la vapeur instantanée provenant de la bouteille à pression intermédiaire à travers la vanne  $V_C$ . Le réfrigérant se dirige ensuite du côté basse pression de l'échangeur intermédiaire pour finalement retourner à l'aspiration du compresseur.

Le montage possède un ensemble de capteurs permettant de recueillir de l'information sur le système lors de l'opération. La figure 1 présente la localisation des sondes qui servent à la prise des mesures expérimentales. Le contrôle de la pompe à chaleur est indépendant de l'acquisition des données. Chacune des trois vannes de détetes électroniques ( $V_A$ ,  $V_B$ ,  $V_C$ ) possèdent donc ses propres capteurs de température ( $T_A$ ,  $T_B$ ,  $T_C$ ) et de pression ( $P_A$ ,  $P_B$ ,  $P_C$ ). Les vannes fonctionnent de façon autonome à partir de contrôleurs dédiés, conçus pour l'opération d'une pompe à chaleur.

Au niveau de l'acquisition de données, des thermocouples de type K sont insérés à l'intérieur des conduites de réfrigérant afin de mesurer la température de l'écoulement de CO<sub>2</sub> en différents points ( $T_1$  à  $T_8$ ). Ces thermocouples ont été calibrés à l'aide d'un four de calibration sur une plage de -10 à 120 [°C]. Les mesures ont été comparées à celles d'une sonde de précision Omega DP97 qui possède une précision de  $\pm 0,04$  [°C]. Un thermocouple type K a été fabriqué et collé sur la face arrière de chacun des collecteurs solaires ( $T_T$ ,  $T_{PV}$ ,  $T_{PV/T}$ ). Ces trois sondes ne sont pas calibrées. L'incertitude de base des thermocouples de type K est d'environ  $\pm 1,1$  [°C]. Compte-tenu de la calibration des sondes  $T_1$  à  $T_8$ , il est raisonnable de considérer une incertitude de  $\pm 0,5$  [°C] sur les valeurs de température du fluide et l'incertitude de base pour la température des collecteurs solaires. Les températures  $T_{in}$  et  $T_{out}$ , du réseau d'eau dans lequel la chaleur est rejetée sont mesurées avec des RTD de nickel 1000 [ $\Omega$ ] de la compagnie Johnson Control. Ces sondes ne sont pas calibrées et sont fixées à l'intérieur de puits en acier inoxydable intégrés dans le réseau de tuyauterie. Toutes ces sondes de température sont connectées à une carte d'acquisition Agilent 34901A de 20 canaux et un module de commutation Agilent 34970a. Ce système intègre une mesure de la température de jonction froide (pour les thermocouples) et conditionne les signaux. Les données sont ensuite transmises à chaque seconde à l'ordinateur principal sur un protocole de communication RS-232.

La pression du réfrigérant est mesurée à trois endroits : du côté haute pression à l'entrée du refroidisseur de gaz, au niveau de la bouteille à pression intermédiaire et du côté basse pression à la sortie de l'évaporateur (après la gaine chauffante). Ces sondes sont identifiées successivement par  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$ . Des sondes Omega PX309-2KGI sont utilisées. Elles mesurent la pression relative. Les mesures sont donc combinées avec la pression barométrique de la station météo de façon à obtenir la pression absolue.

Un débitmètre Micro Motion F025 à effet Coriolis mesure le débit de CO<sub>2</sub> à l'entrée du compresseur. À cet endroit, le réfrigérant est généralement sous forme de vapeur surchauffée. Malgré la présence d'une boucle de gestion de l'huile, il est possible qu'une certaine quantité d'huile circule dans le réseau. La circulation d'huile affecte la mesure de débit. Cet impact est toutefois très difficile à évaluer. Le débit d'eau est mesuré à l'entrée du refroidisseur de gaz avec un débitmètre à effet vortex de la compagnie Grundfos. Ce débitmètre est équipé d'une sonde de température ce qui permet de vérifier la cohérence de la mesure  $T_{in}$ .

# Pompe à chaleur transcritique au CO<sub>2</sub>

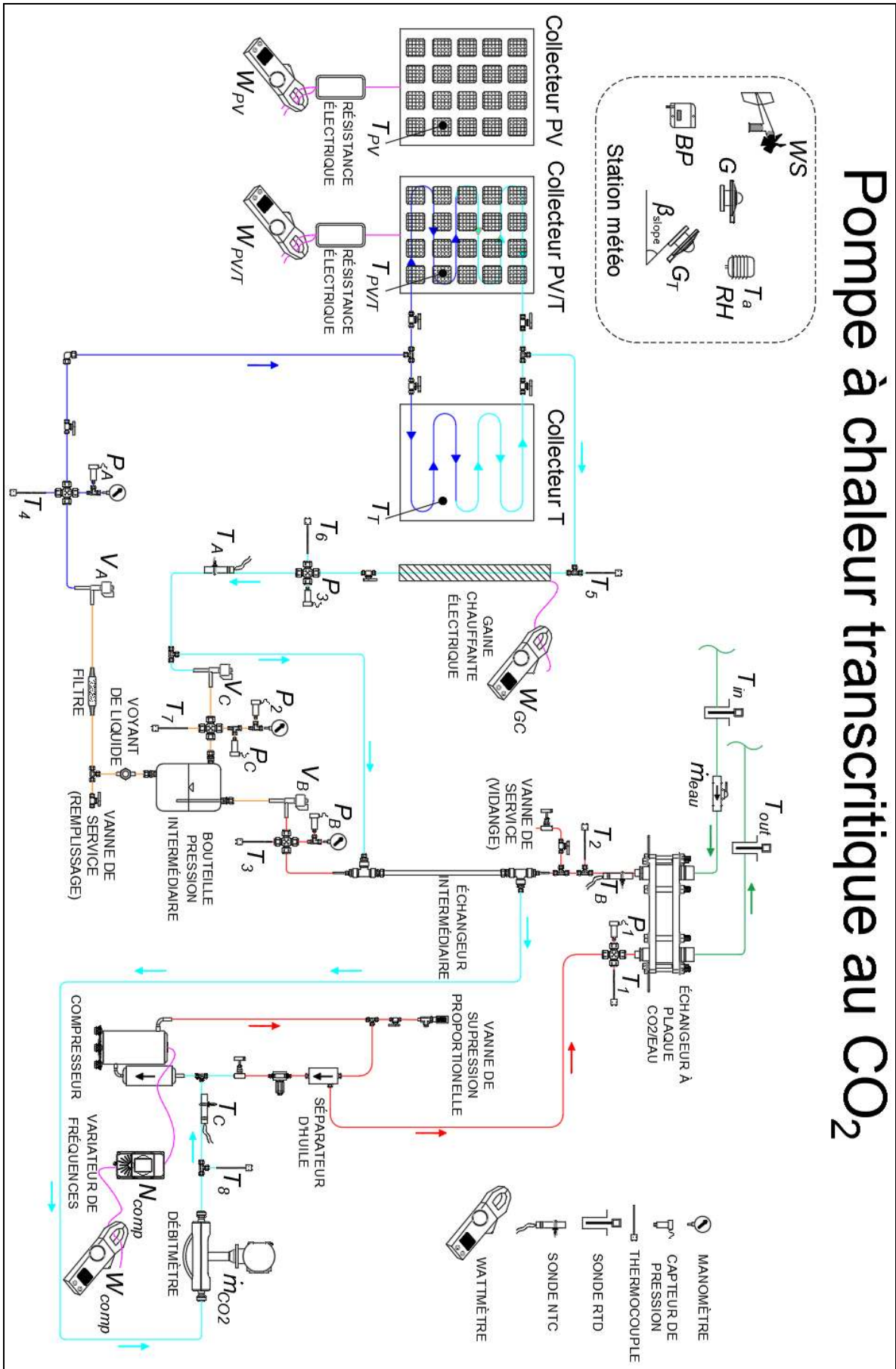


Figure 1 : Montage expérimental et localisation des sondes

Le variateur de fréquence Optidrive E2 renseigne sur la vitesse de rotation du compresseur,  $N_{comp}$ . L'incertitude sur cette mesure est inconnue.

La puissance électrique du compresseur est mesurée à l'aide d'un wattmètre de la compagnie Extech modèle 382065. Cette sonde possède son propre module de communication qui fonctionne lui aussi via un protocole RS-232. L'appareil est toutefois largement surdimensionné puisque l'incertitude de mesure est plus grande que la puissance nominale du compresseur. La puissance électrique de la gaine chauffante est mesurée à l'aide d'un capteur intelligent de l'entreprise EKM Metering. Ce capteur mesure la tension AC d'alimentation de la gaine de même que l'intensité du courant électrique à l'aide d'un capteur de courant à effet Hall (modèle SCT-013-200). Ce capteur communique les données à l'ordinateur principal via un protocole RS-485. Finalement, la puissance électrique produite par les collecteurs solaires PV et PV/T est mesurée. L'intensité du courant continu est mesurée à l'aide de sondes CR5210. Chacun des collecteurs solaires (PV et PV/T) est branché sur une résistance électrique de 8 [ $\Omega$ ]. La tension produite est mesurée à l'aide d'un diviseur de tension et l'incertitude globale est d'environ  $\pm 6$  [W] tel qu'expliqué par Paradis, et al. [4].

La station météo, fonctionne de façon décentralisée. Ses sondes sont connectées sur une carte d'acquisition National Instrument USB-6218 qui possède une résolution de 16 bits. La fréquence d'échantillonnage est réglée à 10 [kHz]. Les données sont moyennées sur une fenêtre glissante d'une seconde et acheminée vers l'ordinateur principal à travers le réseau Ethernet de l'ÉTS. Les mesures de pression, de débit et de puissance électrique des collecteurs solaires sont connectées à une carte d'acquisition National Instrument USB-6343 qui possède une résolution de 16 bits. Cette carte est directement connectée à l'ordinateur principal. La fréquence d'échantillonnage de cette carte est de 1 [kHz]. Le logiciel Labview gère la communication entre tous les instruments (incluant la station météo). Les données provenant des protocoles de communication série (RS-232 et RS-485) sont récupérées à chaque seconde. La fréquence de la boucle d'acquisition de l'ordinateur principal est donc globalement de 1 [Hz]. Une moyenne glissante sur une fenêtre d'une minute est effectuée. Les données moyennées sont finalement enregistrées dans un fichier texte. Le tableau 2 résume les principales caractéristiques de l'instrumentation utilisée pour analyser les performances du système.

Paramètre	Variable	Unité	Sonde	Précision
Températures du réfrigérant	$T_1$ à $T_8$	[°C]	KQSS-18U-6	$\pm 0,5$ [°C]
Température de l'eau	$T_{in}$ et $T_{out}$	[°C]	TE-6312P-1	$\pm 1,9$ [°C]
Température des collecteurs solaires	$T_T$ , $T_{PV}$ , $T_{PV/T}$	[°C]	EXPP-K-20-SLE	$\pm 1,1$ [°C]
Pression du réfrigérant	$P_1$ à $P_3$	[kPa]	PX309-2KGI	$\pm 34,5$ [kPa]
Débit de réfrigérant	$\dot{m}_{CO_2}$	[kg/s]	F025	$\pm 0,00065$ [kg/s]
Débit d'eau	$\dot{m}_{eau}$	[lpm]	VFS QT 2-40	$\pm 0,6$ [lpm]
Puissance du compresseur	$W_{comp}$	[W]	Extech 382065	$\pm 1200$ [W]
Puissance de la gaine chauffante	$W_{GC}$	[W]	OmniMeter Iv.3	$\pm 144$ [W]
Puissance électrique des collecteurs solaires	$W_{PV}$ et $W_{PV/T}$	[W]	CR5210	$\pm 6$ [W]
Vitesse de rotation du compresseur	$N_{comp}$	[rpm]	ODE-2-22015-1H042-01	Inconnue

Tableau 2 : Résumé des caractéristiques de l'instrumentation du banc d'essai

### 3. Résultats

Une première campagne de mesure a été réalisée le 14 décembre 2017 à Montréal. La pompe à chaleur a été démarrée vers 11h30 pour une durée d'environ 2 [h]. Le ciel était

dégagé et la vitesse du vent moyenne sur la durée du test était d'environ 7 [m/s]. La gaine chauffante a été mise en route brièvement au départ pour protéger le compresseur de la présence possible de liquide. La vanne  $V_C$  de mélange était fermée tout au long des mesures. La température à la sortie du compresseur,  $T_1$ , augmente graduellement avant de se stabiliser après environ 45 minutes. Un régime relativement stable est ensuite obtenu malgré le passage de quelques nuages. L'opération du système vers 12h30, soit environ une heure après le démarrage du système, est étudiée dans ce qui suit. Le régime de fonctionnement est alors relativement constant. La température extérieure à ce moment est de  $-15,2$  [°C] et le rayonnement solaire dans le plan des collecteurs solaires,  $G_T = 841$  [W/m<sup>2</sup>]. La vitesse de vent atteint 11,4 [m/s] ce qui est plus d'une fois et demie la vitesse moyenne sur la durée de la période de mesures. La figure 2 présente le régime d'opération du système sur un diagramme pression-enthalpie et le tableau 3 présente l'état (température, pression et enthalpie) des différents points. Les chiffres (1 à 8) représentent l'état thermodynamique du réfrigérant au différents points du système présenté à la figure 1.

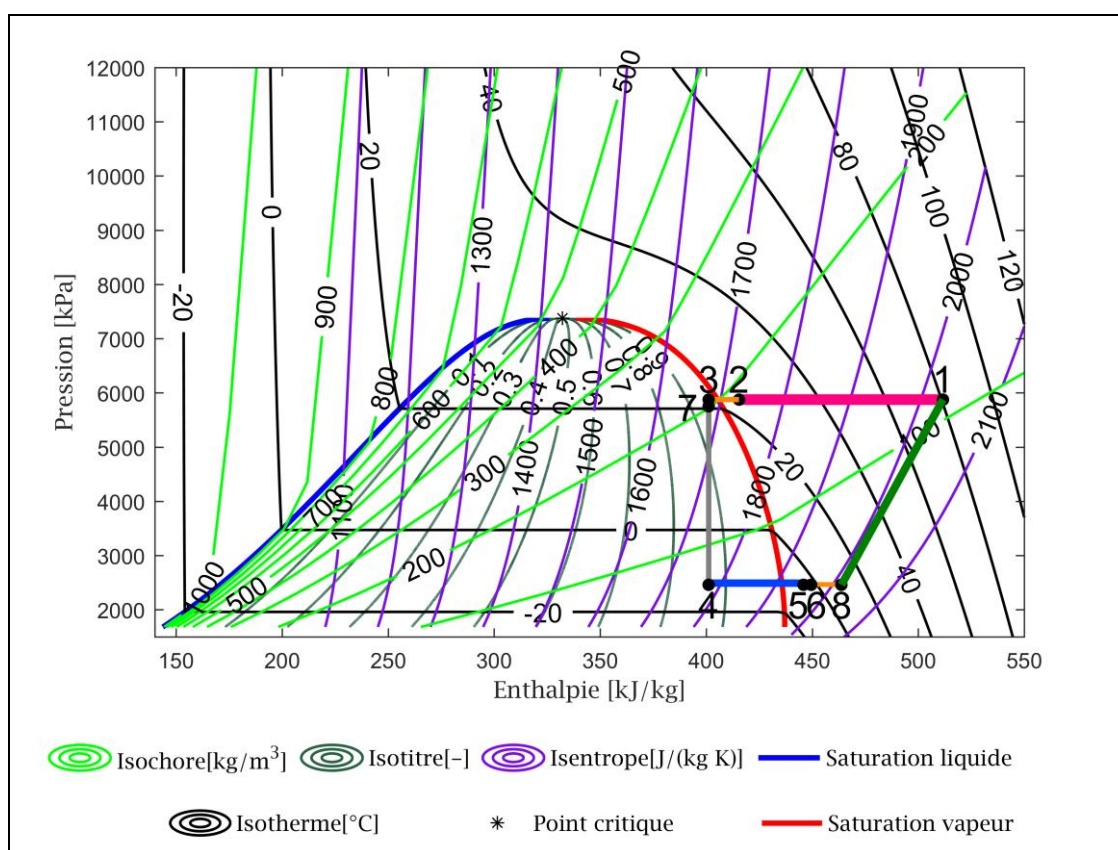


Figure 2 : Fonctionnement du système à 12h30

Point	$T$ [°C]	$P$ [kPa]	$h$ [kJ/kg]
1	80,4	5876	511,6
2	23,8	5876	415,5
3	21,1	5876	401,2
4	-11,5	2461	401,2
5	-5,2	2461	445,9
6	-2,3	2461	449,5
7	15,1	5751	401,2
8	9,5	2461	463,8

Tableau 3 : État thermodynamique en différents points du système

Les points 1, 2, 5, 6 et 8 ne représentent pas de défi particulier, si on néglige les pertes de charge, puisque la température est mesurée en chacun de ces points. La cohérence du point 2 a été vérifiée à partir d'un bilan de part et d'autre du refroidisseur de gaz. Du côté de l'eau, le débit est de 12,1 [lpm] et les températures d'entrée et de sortie sont respectivement de 23,4 [°C] et de 24,3 [°C]. Du côté du CO<sub>2</sub>, le débit est de 0,007 81 [kg/s].

La puissance thermique rejetée du côté chaud est  $q_h = 751,5$  [W]. La puissance électrique mesurée au compresseur est  $W_{comp,elec} = 562,5$  [W]. Le COP de chauffage est donc de 1,34. Cela est dû au fait que malgré la faible température extérieure, l'absorbeur des collecteurs solaires photovoltaïque, thermique et hybride photovoltaïque/thermique est plus chaud que l'air ambiant. Cette température de surface élevée contribue aussi à réduire le besoin de dégivrage pour des températures d'air inférieures à -20 [°C]. Les températures respectives sont 1,2 [°C], 2,9 [°C] et 2,1 [°C]. En utilisant le débit de CO<sub>2</sub> et l'état thermodynamique de part et d'autre du compresseur, il est possible d'obtenir la puissance mécanique transmise à l'écoulement,  $W_{comp,méca} = 373,7$  [W]. Le bilan global sur la pompe à chaleur nous permet finalement d'obtenir la puissance frigorifique globale,  $q_c = 377,8$  [W] et par conséquent l'état des points 4, 7 et 3 en considérant la détente comme isenthalpique. Les pertes de chaleurs de l'échangeur intermédiaire sont négligées (bien que la calandre n'est actuellement pas isolée). Finalement, les collecteurs solaires PV et PV/T produisent respectivement 175,1 [W] et 177,5 [W] électrique. Le rendement électrique du collecteur solaire PV est donc de 13 [%]. Le rendement thermique du collecteur T en supposant que la moitié du débit circule dans ce collecteur solaire est de 14 [%]. Le rendement global (thermique + électrique) du collecteur hybride PV/T est de 27 [%].

#### 4. Conclusion

En conclusion, les pompes à chaleur sont largement utilisées pour la climatisation résidentielle. Les performances de chauffage de ces systèmes décroissent à mesure que la température de l'air extérieure diminue. Il est possible de maintenir ces performances en utilisant des collecteurs solaires. Un COP d'environ 1,34 a été obtenu lors d'une journée froide d'hiver où la température de l'air était inférieure à -15 [°C].

#### Références

- [1] Austin B.T., Sumathy K., Transcritical carbon dioxide heat pump systems: A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 15, pp. 4013-4029, (2011).
- [2] Lemmon E.W., Huber M.L., McLinden M.O. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.1, National Institute of Standards and Technology. In: 2013.
- [3] Ji J., Pei G., Chow T.-t. *et al.*, Experimental study of photovoltaic solar assisted heat pump system, *Solar Energy*, 82, pp. 43-52, (2008).
- [4] Paradis P.-L., Rousse D.R., Lamarche L., Nesreddine H., A 2-D transient numerical heat transfer model of the solar absorber plate to improve PV/T solar collector systems, *Solar Energy*, 153, pp. 366-378, (2017).

#### Remerciements

Le premier auteur souhaite remercier le programme de bourses d'études supérieures du Canada Vanier pour son support. Le groupe t3e remercie aussi M. Michel Trottier pour son soutien exceptionnel ayant permis la construction de l'HélioLab et le CRSNG. M. Pierre Lévesque de l'entreprise Ceptek technologies a aussi activement contribué à l'élaboration du montage.

# District heating network configuration and sizing optimization: multi-period optimization

Théophile MERTZ<sup>1\*</sup>, Sylvain SERRA<sup>2</sup>, Aurélien HENON<sup>1</sup>, Jean-Michel RENEAUME<sup>2</sup>

<sup>1</sup>NOBATEK-INEF4

Esplanade des arts et métiers, 33600 Talence

<sup>2</sup> UNIV PAU & PAYS ADOUR, LABORATOIRE DE THERMIQUE, ENERGETIQUE ET PROCÉDES (LaTEP)-IPRA, EA1932, 64000, PAU, France

\* (Corresponding author: [tmertz@nobatek.com](mailto:tmertz@nobatek.com))

**Abstract** – This paper presents a comparison between two optimization models used to simultaneously select the optimal configuration and the design of a district heating network (DHN). The first main difference between the two models involves the parameterization of time-dependent parameters while the other parameters and equations (logical, physical, economic) remain the same. The second difference concerns the source of input data (required nominal heat demand and capacity factor) which is now based on whether dynamic thermal simulation results or peak load monitoring data. The deterministic resolution method applied in this study allows to solve such problems, bigger than mono-period ones, in limited time to improve the accuracy of the DHN design.

**Keywords** - District Heating Network, design assistance, Mixed-Integer Non-Linear Programming (MINLP) optimization, multi-period optimization

## Nomenclature

### *A sets*

$i$  producer node set  
 $j, o$  consumer node set  
 $p$  period set

### *Shortcut in set*

$P_i$  related to producer node  
 $C_j$  related to consumer node  
 $ext$  exterior  
 $in$  inlet  
 $out$  outlet  
 $tot$  total  
 $line$  pipeline  
 $hx$  heat exchanger  
 $inst$  installed  
 $req$  required

### *Input data*

$C_{unit}$  unit cost, €  
 $Dist$  distance between node,  $m$   
 $F_{cap}$  Capacity factor

### Variables

$Y$  existence variable, [-]  
 $L$  distance of an existing pipeline between 2 nodes,  $m$   
 $M$  mass flow rate,  $kg.s^{-1}$   
 $V$  velocity,  $m.s^{-1}$   
 $T$  temperature, °C  
 $H$  thermal generating power,  $W$   
 $DP$  pressure drop,  $Pa$   
 $D$  diameter,  $m$   
 $R$  surface thermal resistance,  $m^2.K.W^{-1}$   
 $C$  cost, €  
 $\rho$  Density,  $kg m^{-3}$   
 $\mu$  Dynamic viscosity,  $Pa.s$

### *shortcut*

MINLP Mixed Integer Non-Linear Programming  
 DHN District Heating Network

## 1. Introduction

The building sector accounts for more than 1/3 of the France final energy consumption. Although refurbishment is planned at a national scheme, not all the buildings will be renovated (due to technical or economic constraints) and in 2010 the 2050 city was already built at more



than 70%. 20% to 40% of dwellings built prior to 1975 will remain in 2050. It is therefore necessary to find solutions to meet the needs of buildings where significant quantities of energy will still be consumed for heating and domestic hot water.

District Heating Networks (DHN) are a district scale technology used to supply heat (heating and domestic heat water demand). Compared to collective gas boiler at a building scale, DHN represent a solution to introduce renewable energy sources in dense urban areas, and thus a way to secure energy supply at an affordable cost and limiting greenhouse gas emissions.

The aim of our work, included in the COSYBA project of the Energy Transition Institute INEF4, is to improve a tool for the optimization of DHN in design or extension phase (developed in GAMS [1]). This tool simultaneously optimizes the configuration of the type and the location of the production technology, the network layout, and the sizing parameters (temperatures, flow rates, heat exchanger area, etc.) of the DHN for a characteristic period. It has been previously described in a first paper [2], in which only academic study cases were explored. In a second paper [3], the robustness and reliability of the multi-step resolution strategy are proved on a real DHN and potential modifications that enable the optimization of a large scale DHN. The aim of the present work is to improve the optimization problem formulation from a unique nominal period to numerous nominal period.

## 2. Optimization problem formulation

Several types of optimization can be performed on a DHN (or other):

- With continuous variables, nonlinear optimization. The linear case with continuous variables is not detailed here. Taking into account non-linearities enables to include heat losses and pressure drop.
- With mixed variables (integer or continuous), linear combinatory optimization or nonlinear.
- Single or multi-objective optimization.
- Single period, multi-period or dynamic optimization.

Each of these possibilities has advantages and disadvantages. Obviously, the more details are taken into account, the more difficult it is to solve the problem. Moreover, in combinatory problems, more freedom can lead to combinatorial explosion.

The scientific approach of our model is simultaneously to represent in detail the physics of the different transfers encountered in a heat network (thermal and momentum) and also to optimize the DHN configuration (network layout and technologies of production). A previous model was deeply described in [1]. In this paper, the model is now extended to several periods. The methodology to introduce the time dependency is briefly described: first the main parameters and variables depending on the period are listed (Table 1), then some constraints are described and finally the objective function is reminded.

Table 1 : List of parameters and variables depending on time dependency or not

	Period -dependant	Not depending on the period
Parameters	Nominal heat capacity required $H_{req(i,p)}$ Capacity factor $F_{cap(i,p)}$	Temperature regime required in the secondary network $T_{req\_in(j)}$ , $T_{req\_out(j)}$ ,
Variables	Velocity $V_{lineXZ(i,j,p)}$ Mass flow rate $M_{lineXZ(i,j,p)}$	Diameter $D_{int\_lineXZ(i,j)}$ Existence of the pipe $L_{lineXZ(i,j)}$



	Temperature	
	Pressure	
	Heat power	
	HX area	

Non-linear constraints are used in order to calculate all thermal transfers, for instance the thermal losses on the XZ pipeline - connecting a node X to node Z - (see equation 1), as well as the pressure drops, always on the XZ pipeline (see equation 2). Please note that those equations are now depending on the period.

$$T_{lineXZoutijp} = T_{ext} + (T_{lineXZinijp} - T_{ext}) \cdot \exp\left(-\frac{\pi \cdot D_{outXZij} \cdot L_{lineXZij}}{R_{totXZij} \cdot M_{lineXZijp} \cdot c_p}\right) \quad (1)$$

$$DP_{XZijp} = \gamma \cdot \frac{L_{XZij} \cdot V_{XZijp}^\alpha}{D_{XZij}^\beta} \quad (2)$$

With  $\alpha = 2.25$ ,  $\beta = 0.75$  and  $\gamma = \frac{100 (100\mu)^{-0.25}}{70 \cdot 2\rho^{-1.25}}$

The formulation also makes it possible to choose the topology of the network, the type of heat production technologies and their location. It also optimizes whether or not to supply all substations. To do this, it was necessary to add binary variables in order to allow the possibility of taking into account the existence of these utilities. For example (see equation 3), the flow in the XZ pipe exists at each period, if and only if the binary existence variable  $Y_{lineXZ}$  is not null (not depending on the period). As another example, whatever the considered period is, the variable  $L$  is the distance between two nodes when the connection between these two nodes exists, that is to say when  $Y_{lineXZ}$  is not null (see equation 4).

$$\forall \{i, j, p\}, 0 \leq M_{lineXZijp} \leq Y_{lineXZij} \cdot M_{max} \quad (3)$$

$$L_{PCij} = Y_{linePCij} \cdot Dist_{PCij} \quad (4)$$

Therefore, the problem to be solved is a MINLP problem (Mixed Integer Non Linear Programming). The resolution of such a MINLP problem will be carried out within the GAMS environment. Since this type of optimization is very complex to converge, it is no longer possible to achieve dynamic optimization. In our previous work, a single period (one year) characteristic of consumption were studied, whereas now numerous periods are studied. Please note that the optimum is found for the whole period.

As previously, the objective function of our optimization problem is the total cost of the project over 30 years (see equation 5). It includes operational costs (heat, including heat loss, and pumping costs) as well as investments (power to be installed, heat exchanger in substation and pipeline). The cost of the pipeline includes the cost of the trench as well as the raw material (steel and insulation). These costs are weighted by factors calculated on the basis of the discount rate and energy price inflation. The choice of a single objective is also linked to the complexity of the problem to be solved. In addition, instead of adding numerous objective functions (such as renewable energy maximization), it was chosen to implement additional constraints (e.g. minimum of 50% of renewable energy).

$$C_{tot} = (C_{pump} + C_{heat}) \cdot f_{opex} + (C_{P_{inst}} + C_{HX} + C_{line}) \cdot f_{capex} \quad (5)$$

### 3. Academic study case and periods selection

For this paper, as in our previous paper [3], the cases are based on an existing network in the southwest France, near the city of Bordeaux. The seven consumers are shown in a plan (Figure 1). In this paper, a specific attention is paid to the peak load profile detailed in Figure 2. The heat profile is based on 3 dynamic thermal simulation (consumer C1, C2 and C3), whereas the C4 consumer is based on monitoring data of an educational building supplied by a woodchip based boiler and peak load gas boiler. The C5 substation is taken similar to the C1, C6 similar to C3 and C7 similar to C4, according to the urban plan. In Figure 2 top left, the seven heat loads are aggregated. It varies from 0 up to more than 1000 kW. In Figure 2 top right, the monthly average reaches up to 20 kW for C2 substation (the lowest peak load) and up to 70 kW for C4 substation (the highest peak demand).

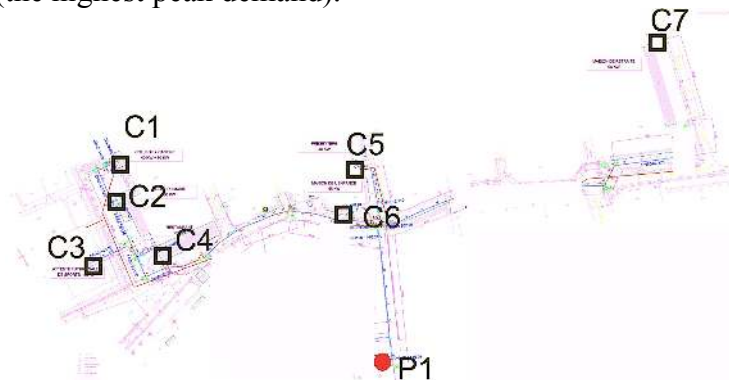
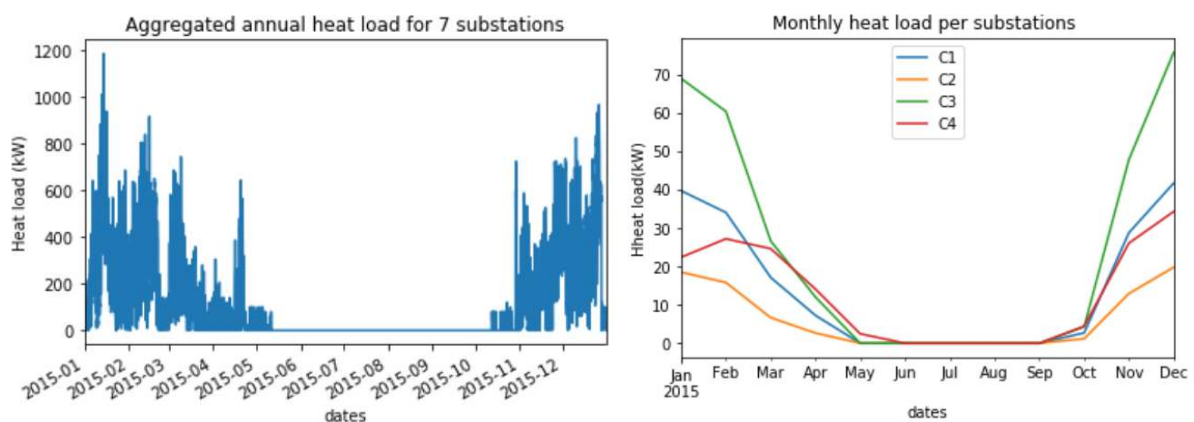


Figure 1 Localization of the input data of the existing network PIC7 (one producer and 7 consumers)



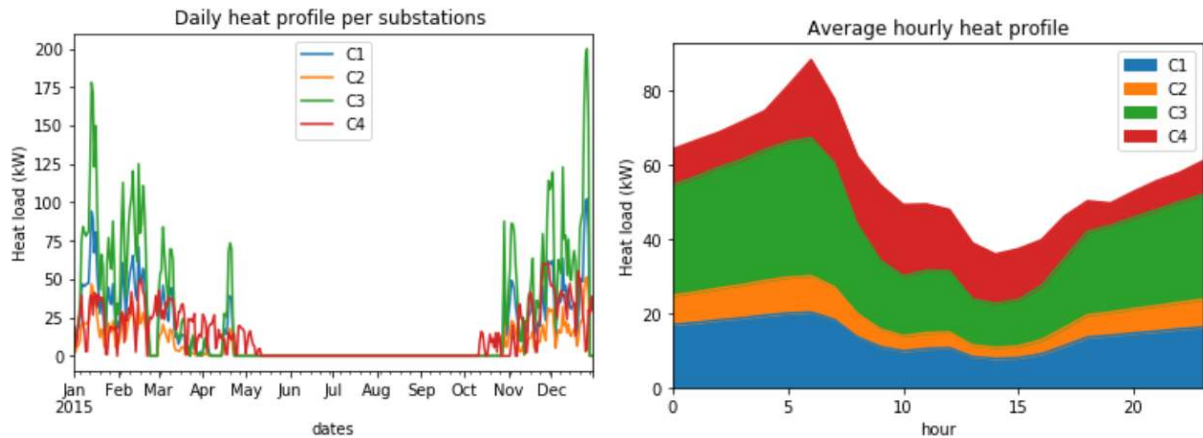


Figure 2 Heat profiles: aggregated for 7 substations (top left), monthly average detailed for 4 substations (top right), daily average (bottom left) and peak load in average hour by hour (bottom right)

Each consumer heat demand is detailed in Table 2. In our previous paper [2-3], one year duration was considered, corresponding to one formulated period and a capacity factor equal to 0.33 (constant). Now, in the case 1, still one period but only in winter and the capacity factors are calculated for each substation. In the second case, the winter period is split into the cold peak period (January – February and November – December) and a mid-season cold period (March – April and September – October). This makes two periods of around 2 900 hours.

The total nominal heat demand reaches 812 kW (case 1) and 916 kW (case 2). In this paper, the input data fit both the heat capacity and the consumption. These consumptions are equivalent in case 1 and case 2 (947 467 kWh heat delivered). The energy delivered in our previous study was overestimated (more than 10 times more than the energy bill). As assumption and simplification of results presentation, only one producer is available, in this producer node no heat demand is required. The technology (k1) available in P1 location is a gas boiler with a maximal thermal generating capacity of 1200 kW.

Consumers	previous study		case 1: only in winter and detailed capacity factors		case 2: two periods			
			p1		p1		p2	
Period set								
Duration (hours)	8 760		5 808		2 855		2 929	
	$H_{req}$	$F_{cap}$	$H_{req}$	$F_{cap}$	$H_{req}$	$F_{cap}$	$H_{req}$	$F_{cap}$
C1	120	0,33	21,3	0,20	36,1	0,30	6,8	0,43
C2	40	0,33	9,6	0,18	16,8	0,28	2,6	0,42
C3	100	0,33	36,7	0,17	63,3	0,27	10,8	0,40
C4	500	0,33	19,1	0,32	27,5	0,39	10,9	0,55
E supply	8 935 200		947 467		772 797		174 670	
$H_{req}$	812		812		916		132	

Table 2: Study cases input data - nominal heat power required for each period

#### 4. Results and discussion

As there is only one production site (P1) and one technology (k1), the result in terms of configuration is of limited interest in the current study. This was not the case in our previous study for configuration optimization issues [3], in which the renewable integration was studied in an existing network. As there were different potential locations and production technologies depending on the cases, different configurations were optimal:

- Figure 3 : a centralized fossil fuel supply (P1k1) and an isolated renewable energy heat supply (P2k2k3) were optimal when available and limited in capacity (this renewable source was not enough to supply all the district).
- Figure 4 : otherwise (when there is a high renewable potential) a centralized renewable energy heat supply (P2k2k3) was optimal. The classical fossil fuel supply (P1k1) was not optimal anymore.

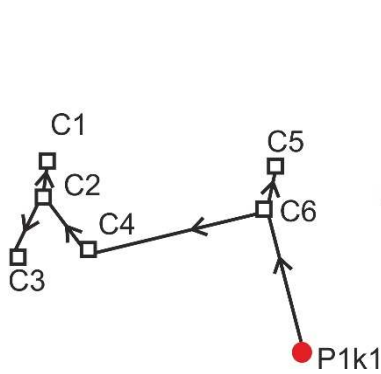


Figure 3 Optimal configuration  $L=796$  m with a centralized fossil fuel supply (P1k1) and an isolated renewable energy heat supply (P2k2k3)

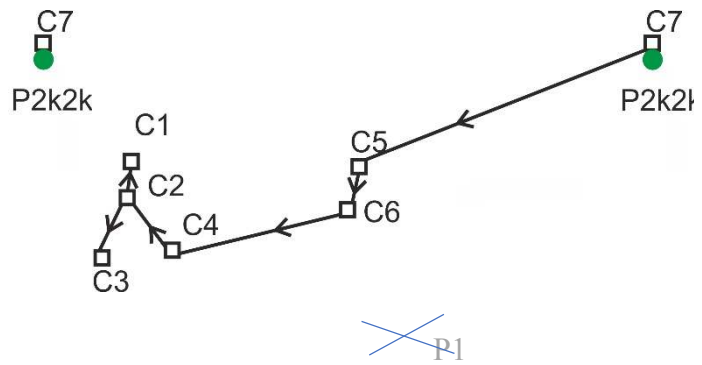


Figure 4 Optimal configuration  $L=995$  m with a centralized renewable energy heat supply (P2k2k3)

In this paper, as only the fossil fuel technology is available in P1 location, the optimal configuration is represented Figure 5, for case 1 and as well as for case 2. The main design difference by introducing a second period leads to a significant lower heat consumption cost (7.56 M€ instead of 11.78 M€) and a slightly higher investment cost in the heating room (2.25€ instead of 2.02€). Thanks to capacity factor depending on the period, the heat capacity is therefore better designed and the need for consumption assumptions is reduced (previously overestimated see Table 2 above).

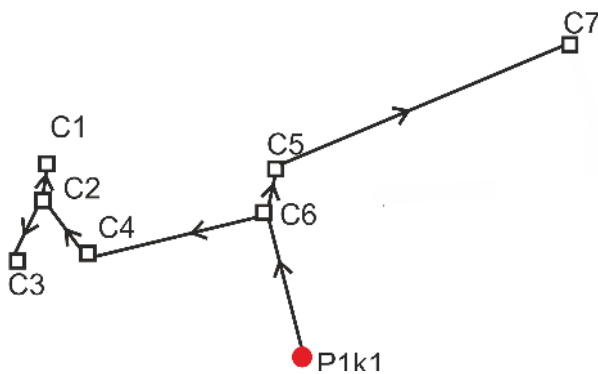


Figure 5 Optimal configuration  $L=1224$  m and a centralized fossil fuel heat supply

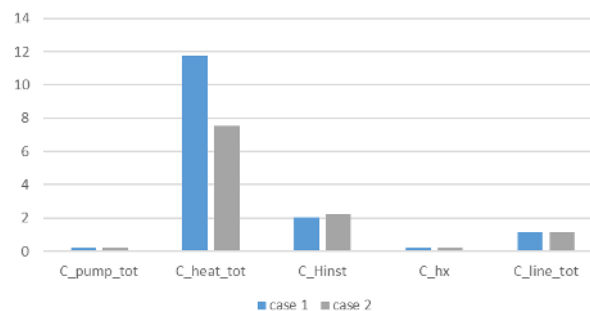


Figure 6 Repartition of the total cost (in M€) over 15 year times horizon

In the Table 3 below, the design parameters are detailed. There are little changes in terms of inner diameters or temperatures, when there are two periods instead of one, the significant change concerns the velocity difference (from 0.46 m/s return pipe at the end of the network to 3.0 m/s in the supply pipe exiting the heating room).

	Case 1 period				Case 2 periods							
	P1C6		C2C1		P1C6				C2C1			
	p1				p1		p2		p1		p2	
	S	R	S	R	S	R	S	R	S	R	S	R
<b>T<sub>in</sub> (°C)</b>	100	74.85	99.74	74.95	100	74.86	98.02	74.21	99.76	75.0	96.6	75.0
<b>T<sub>out</sub> (°C)</b>	99.92	74.80	99.65	74.90	99.93	74.81	97.6	73.91	99.68	74.95	96.12	74.64
<b>D<sub>int</sub> (mm)</b>	58.6		21.2		61.8				22.5			
<b>V (m/s)</b>	3.0				3.0		0.52		3.0		0.46	

Table 3 Optimal design variables for the pipes (S: supply, R: return) after the heating room (P1C6) and the pipe at the extremity of the network (C2C1) for the different cases.

Even if such a detailed formulation, taking into account the time dependency, is more accurate for design, the problem gets bigger (nearly twice more variables and equations) and therefore longer to solve (nearly twice longer). The problem characteristic and calculation time are detailed below in Table 4. In such academic example the calculation time difference does not make a significant difference. But in real study case (up to 70 consumers, around 10MW of heat capacity and 10 km length of pipes) and moreover in post optimal sensitive analysis (numerous optimization resolutions with numerous input data), such a difference could be a limitation.

	case 1	case 2
<b>number of variables</b>	2662	4195
<b>number of equations</b>	3887	6730
<b>calculation time (CPU second)</b>	1.23	2.11

Table 4 Problem size and calculation time

## 5. Conclusion

The optimisation formulation is improved compared to the previous one, with the assumption of a nominal period over one year. The optimization problem is now linked to the heat load profile analysis. Thus, the input data (nominal heat load and capacity factors) are calculated more accurately on the chosen periods. The time dependency introduction enables to better design the heat capacity and to help the design of the base load and the peak load. The robust optimization resolution and the short calculation time offer good perspectives in solving bigger problems and on numerous periods. Considering more than one period offers the opportunity to improve the formulation, for example to integrate heat storage considerations.

## References

- [1] ROSENTHAL, Richard, E. GAMS - A User's Guide. [March 29, 2016]; Available from: <http://www.gams.com/help/topic/gams.doc/userguides/GAMSUsersGuide.pdf>.

- [2] MERTZ T, SERRA S, HENON A, RENEAUME J. A MINLP optimization of the configuration and the design of a district heating network: Academic study cases. *Energy* 2016;117:450–464. doi:10.1016/j.energy.2016.07.106.
- [3] MERTZ T, SERRA S, HENON A, RENEAUME J.M. 2017, A MINLP optimization of the configuration and the design of a district heating network: study case on an existing site, *Energy Procedia*, 116, pp. 236-248, Peer-review under responsibility of the Scientific Committee of The 15th International Symposium on District Heating and Cooling September 4-7, 2016, Seoul, Republic of Korea (South Korea).  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1876610217322786>

### **Acknowledgements**

This work is included in the project COSYBA and has financial support from the R&D program of the ITE INEF4, a French institute for the energy transition focused on refurbishment and sustainable buildings.

# Modélisation thermique d'une serre en milieu circumpolaire : étude initiale

Paul PICHÉ<sup>1</sup>, Stéphane GIBOUT<sup>1</sup>, Didier HAILLOT<sup>1,2\*</sup>, Cédric ARRABIE<sup>1</sup>, Annie LAMALICE<sup>3,4</sup>, Daniel ROUSSE<sup>2</sup>, Xavier PY<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Univ Pau & Pays Adour, LaTEP, EA1932, ENSGTI, Avenue Jules Ferry, BP 7511, Pau

<sup>2</sup> École de Technologie Supérieure, Montréal, Canada

<sup>3</sup> Département de géographie, Université de Montréal, 520 chemin de la Côte-Sainte-Catherine - Montréal, Canada

<sup>4</sup> Centre d'Écologie Fonctionnelle et Évolutive - CNRS, 1919 route de Mende - Montpellier

<sup>5</sup> Laboratoire Procédés, Matériaux et Énergie Solaire, Rambla de la thermodynamique - Perpignan

\*(auteur correspondant : didier.haillot@univ-pau.fr)

**Résumé** - Cet article présente le travail préliminaire à la modélisation d'une serre en milieu nordique. Un exemple d'instrumentation de serre est donné avec la campagne expérimentale de la serre coopérative de Kuujuaq (nord du Canada), et une analyse des données récoltées durant un an est présentée. Les équations du modèle sont exposées, incluant les sous-modèles de ventilation et d'évapotranspiration des plantes.

## Nomenclature

$A$	aire, m <sup>2</sup>	$T$	température, °C
$c_p$	capacité thermique massique, J.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup>	$\bar{T}_{ij}$	température moyenne de i et j, °C
$C_{P_{H_2O}}$	capacité à stocker la vapeur d'eau, kg.Pa <sup>-1</sup>	$U$	commande tout-ou-rien, —
$E$	flux de matière (eau), kg.s <sup>-1</sup>	$V$	volume, m <sup>3</sup>
$f$	taux de ventilation, m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>	$v$	vitesse, m.s <sup>-1</sup>
$F$	facteur de forme, —	<i>Symboles grecs</i>	
$g$	accélération de la pesanteur, m.s <sup>-2</sup>	$\gamma$	constante psychrométrique, Pa.K <sup>-1</sup>
$h$	enthalpie spécifique, J.kg <sup>-1</sup>	$\varepsilon$	émissivité, —
$h'$	hauteur, m	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$H$	coefficient d'échange de chaleur, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-4</sup>
$L$	chaleur latente d'évaporation de l'eau, J.kg <sup>-1</sup>	<i>Indices</i>	
$m$	masse, kg	$Ext$	extérieur
$\dot{m}$	flux massique, kg.s <sup>-1</sup>	$Sys$	système énergétique
$M$	masse molaire, kg.mol <sup>-1</sup>	$V$	vent
$MC$	flux de matière (CO <sub>2</sub> ), mg.s <sup>-1</sup>	$Vent$	ventilation
$P_{H_2O}$	pression partielle de l'eau, Pa	<i>Exposants</i>	
$Q$	flux de chaleur, W	$rad$	radiatif
$R$	constante des gaz parfaits, J.mol <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$ray$	rayonnement
		$sens$	sensible

## 1. Introduction

Les communautés inuites du Nord canadien vivent sur des territoires isolés, inaccessibles par voie terrestre et font face à des problématiques d'approvisionnement à la fois alimentaire et énergétique. En effet, l'impact du changement climatique, couplé aux bouleversements dans le mode de vie des populations autochtones du Grand Nord, a fortement affecté leur capacité à couvrir leurs besoins alimentaires. D'une part, la nourriture traditionnelle collectée grâce à la



pêche, la chasse ou la cueillette est de plus en plus rare. D'autre part, la nourriture importée du sud par avion ou bateau est chère, à cause des coûts de transport et des taxes proportionnelles au prix de vente [1]. Ainsi l'insécurité alimentaire touche 62% des foyers inuits [2]. En outre, ces territoires ne sont pas raccordés au réseau électrique, ce qui implique une forte dépendance aux produits pétroliers à la fois pour la production électrique par des génératrices diesels mais aussi pour la production thermique par combustion du mazout [3].

L'implantation de serres pourrait constituer une solution innovante pour la production locale de nourriture dans un contexte de développement d'une agriculture nordique durable et ainsi initier une réponse à la problématique de l'insécurité alimentaire [1, 4]. En ce qui concerne les enjeux énergétiques, l'implantation de production d'énergie renouvelable constitue une alternative à l'utilisation du diesel [3]. Ainsi, développer des serres nordiques adaptées au climat extrême circumpolaire et utilisant l'énergie solaire, éolienne ou encore la biomasse pourrait être un bon moyen de répondre simultanément aux deux problématiques. Cependant, le dimensionnement de ce type de serre ne peut se faire intuitivement et nécessite donc la mise en place d'un modèle thermique.

Dans une première partie, la campagne expérimentale réalisée dans la serre coopérative de Kuujuaq, Nunavik, sera présentée. Son analyse permettra d'appréhender le comportement thermique de la serre, et notamment sa réponse au climat extérieur. Ces constatations orienteront le choix du modèle énoncé dans la seconde partie de l'article.

## 2. Instrumentation de la serre de Kuujuaq, Nunavik (Canada)

Avant toute tentative de modélisation, il est nécessaire de bien identifier les spécificités du système physique étudié. Dans cet objectif, les mesures effectuées sur la serre de Kuujuaq sur une période d'un an sont présentées et analysées ici.

### 2.1. Dispositif expérimental



Figure 1 : Localisation de Kuujuaq (GoogleEarth)

Kuujuaq est une ville se situant au-delà du 58<sup>e</sup> parallèle nord, au sein du Nunavik, qui est le territoire le plus au nord de la province du Québec (figure 1). Une serre coopérative y a été construite en 2012 afin de tester la serriculture en climat nordique dans le but d'initier une réponse à la demande de légumes frais. Il s'agit d'une serre à arche modifiée faite en polycarbonate et ayant une surface de 140 m<sup>2</sup>, (figure 2). C'est une serre passive qui n'est donc pas



chauffée et qui ne contient pas non plus de système de stockage de chaleur. La seule régulation thermique vient d'un système automatique d'ouverture de battants sur le toit (ventilation naturelle) et d'un ventilateur (ventilation forcée) qui s'active quand la température devient trop élevée dans la serre. La saison de culture dure 3 mois et demi-4 mois (de juin à mi-septembre). L'objectif global de ce travail est d'allonger cette période en minimisant l'apport d'énergie nécessitant des ressources fossiles fortement carbonées.

La collecte de données est un processus essentiel puisqu'elle permet d'analyser le comportement thermique de la serre, de fournir les données d'entrée du modèle et de le valider en comparant les données de sortie du modèle avec les données recueillies sur le terrain. Une campagne d'instrumentation a donc été réalisée en 2016. Une dizaine de capteurs DTH 22 mesurant la température et l'humidité relative ont été installées à l'intérieur de la serre ainsi qu'un capteur à l'extérieur (Figure 3). De plus, deux pyranomètres CMP3 (Kipp and Zonen) ont été mis en place (un à l'intérieur, un à l'extérieur) dans le but de relever le flux solaire incident et de calculer le coefficient de transmission des parois en polycarbonate. Un thermocouple type K a également été installé pour mesurer la température du sol à une profondeur de 15 cm. Ces capteurs sont reliés à des dataloggers qui enregistrent les données toutes les 5 mn. Un an de données, de juillet 2016 à juin 2017, ont ainsi pu être récoltées et analysées.



Figure 2 : Serre coopérative de Kuujjuaq (photo D. Haillot)

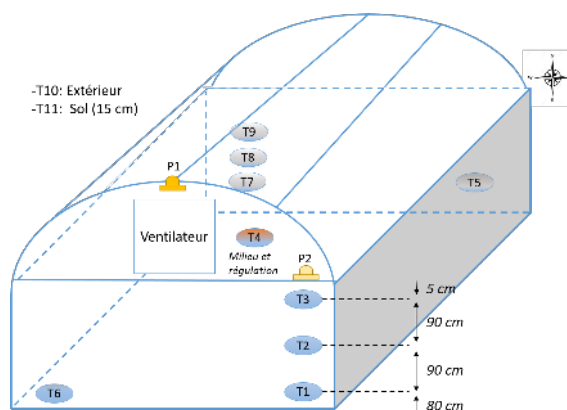


Figure 3 : Position des capteurs dans la serre de Kuujjuaq

## 2.2. Analyse des données

### 2.2.1. Données solaires

L'analyse des données d'irradiance solaire ont permis de calculer l'ensoleillement mensuel de Kuujjuaq. Cette analyse révèle qu'il y a un fort potentiel de l'énergie solaire, notamment dû au fait que les jours de printemps et d'été sont relativement longs ( $\approx 16h$ ). Les données d'ensoleillement de Kuujjuaq sont comparées à celle de Toulouse (figure 4) qui sont une moyenne sur 15 ans (1990-2004) [5].

### 2.2.2. Données thermiques

Les données de température de la serre permettent de se rendre compte qu'il existe un fort écart de température entre le jour et la nuit. La figure 5 présente la différence entre la température diurne maximale et la température nocturne minimale tout au long de la saison de culture. La différence moyenne est de  $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ , ce qui induit un stress important pour les plantes. Cette différence de température pourrait être considérablement réduite grâce à l'installation de systèmes de stockage thermique comme des volumes d'eau, des lits de pierre, des matériaux à

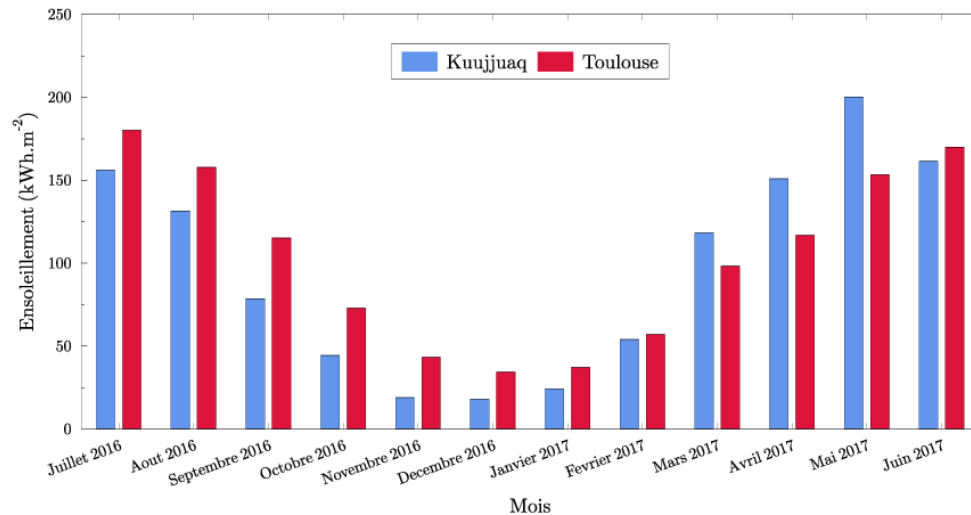


Figure 4 : Ensoleillement mensuel de Kuujuaq et Toulouse

changement de phase ou la géothermie [6, 7]. L'efficacité de ces différents systèmes de stockage pourra être comparée grâce au modèle.

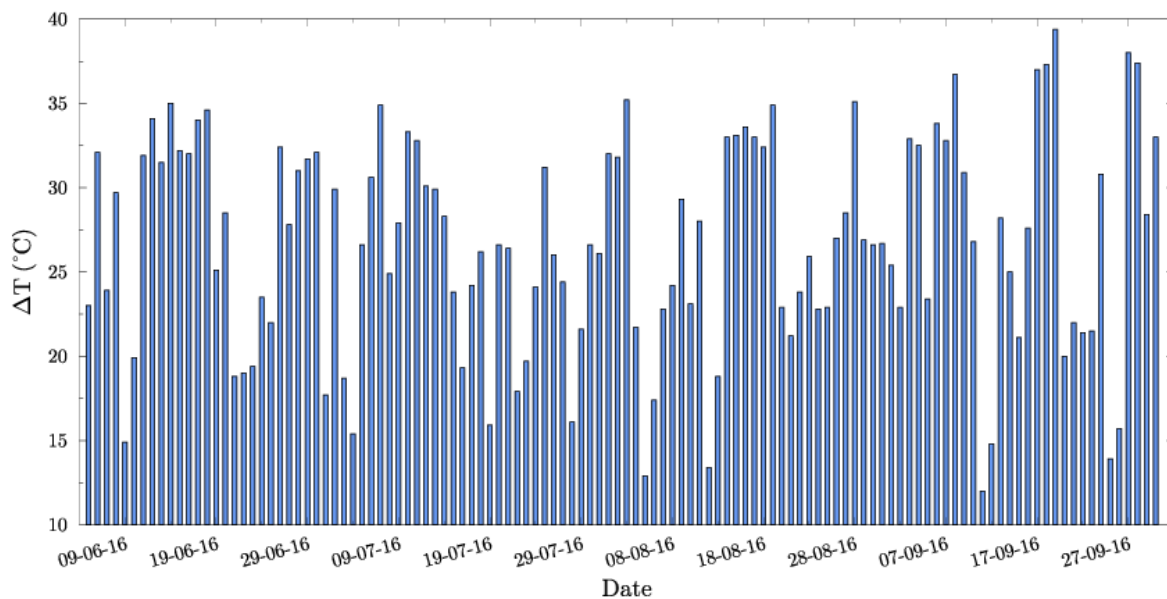


Figure 5 : Différence de température jour/nuit durant une saison de culture

Il a également été possible d'analyser l'uniformité de la température dans la serre. La différence maximale de température entre deux capteurs en fonction de la température moyenne ( $\bar{T}$ ) de la serre, durant une année, est représentée sur la figure 6. Chaque capteur de température a une précision de  $\pm 1$  °C; on peut donc considérer que la température est homogène si  $\Delta T < 2$  °C. Quand  $\bar{T} < 25$  °C, plus de 88 % des valeurs de  $\Delta T$  sont inférieures à 2 °C, ce qui indique une température globalement uniforme et justifie le choix du modèle de "l'enceinte parfaitement brassée" (cf 3.1.). Par contre, quand  $\bar{T} > 25$  °C, il n'y a plus que 30 % des valeurs de  $\Delta T$  qui sont inférieures à 2 °C. Cela est probablement dû à la ventilation qui s'enclenche lorsque la température dépasse 25 °C. Cela devra être pris en compte dans le modèle, par exemple avec une subdivision plus fine de la serre pour ces températures.

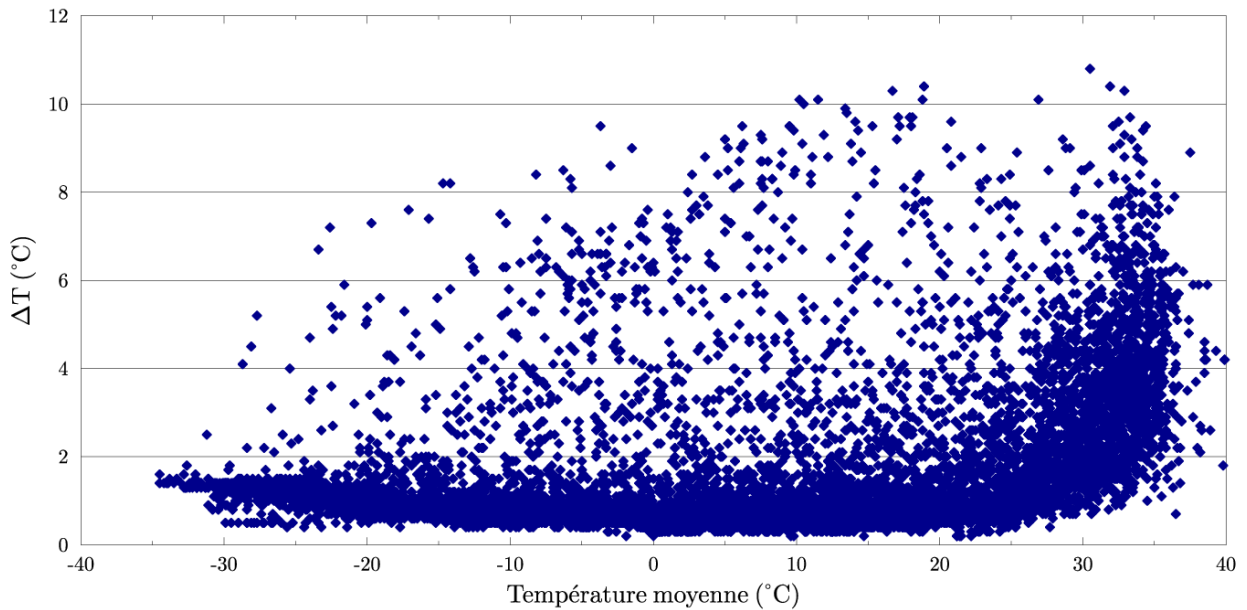


Figure 6 : Uniformité de la température en fonction de la température moyenne de la serre

### 3. Modélisation d'une serre horticole

Les grandes lignes de la modélisation envisagée dans l'objectif d'un design énergétique optimum d'une serre en climat nordique sont présentées ici. Les informations tirées de l'analyse expérimentale précédente permettent de justifier certaines hypothèses.

#### 3.1. Principe général

Les serres sont des systèmes énergétiques complexes à modéliser à cause de la forte interaction entre le climat extérieur (notamment le flux solaire), les plantes et le climat intérieur. Le fonctionnement simplifié de la serre est schématisé sur la figure 7. Deux grandes classes de modèles existent : les modèles CFD (computational fluid dynamics) et les modèles de "l'enceinte parfaitement brassée". Les modèles CFD permettent de spatialiser le climat à l'aide d'équations différentielles aux dérivées partielles mais sont coûteux en ressources et en temps de calcul. Les modèles considérant "l'enceinte parfaitement brassée" considèrent une uniformité des variables climatiques (température, humidité relative) au sein de différentes subdivisions (nœuds) de la serre et se basent sur des bilans de masse et d'énergie grâce à des équations différentielles ordinaires.

Cette approche consistant à diviser la serre en plusieurs compartiment (air, canopée, sol, toit) en considérant une température uniforme au sein de chaque subdivision est couramment utilisée [8, 9, 10, 11, 12]. Des bilans de masse et d'énergie sont ensuite réalisés entre chaque compartiment (système d'équations (1), (2), (3)), où  $m_j$  est la masse du compartiment considéré. Les données d'entrée, dont la plupart sont variables dans le temps, sont l'irradiance, la température et l'humidité extérieure, le taux de  $\text{CO}_2$  extérieur, la vitesse du vent extérieure, la géométrie et les propriétés thermiques de la serre, et les espèces végétales présentes à l'intérieur de la serre. Les données de sortie sont la température et l'humidité de l'air intérieur, de la canopée et du sol et le taux de  $\text{CO}_2$  intérieur.

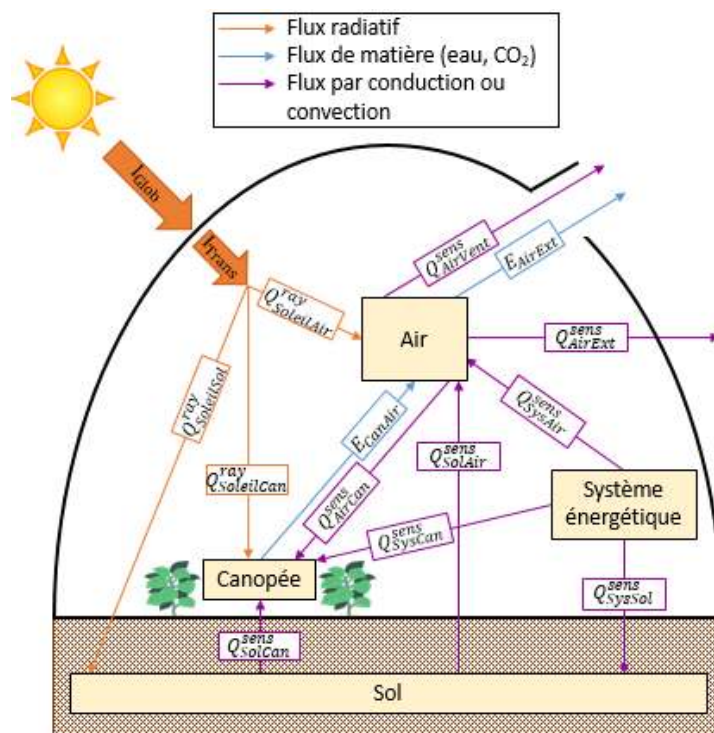


Figure 7 : Fonctionnement énergétique simplifié d'une serre

$$m_j \frac{dh_j}{dt} = \sum_i Q_i + \sum_i \dot{m}_i h_i \quad (1) \quad V_j \frac{d[CO_2]_j}{dt} = \sum_i MC_i \quad (3)$$

$$C_{P_{H_2O,j}} \frac{dP_{H_2O,j}}{dt} = \sum_i E_i \quad (2) \quad C_{P_{H_2O,j}} = \frac{M_{H_2O} V_j}{R(T_j + 273.15)} \quad (4)$$

Le terme  $\dot{m}_i h_i$  modélise les échanges advectifs pouvant intervenir dans le cas d'un volume de type "air" qui reçoit un débit massique  $\dot{m}_i$  en provenance d'un volume  $i$  caractérisé par une enthalpie spécifique  $h_i$ . L'équation d'état reliant l'expression de l'enthalpie spécifique  $h$  aux grandeurs intensives caractéristiques du nœud est choisie en fonction de sa nature : température seule pour un solide, température et pression partielle de vapeur d'eau dans le cas de l'air par exemple. Le coefficient  $C_{P_{H_2O}}$  ( $\text{kg} \cdot \text{Pa}^{-1}$ ) est la capacité du nœud à stocker la vapeur d'eau [9] et est donné par l'équation (4).

Le flux de chaleur sensible (conductif ou convectif) de l'élément  $i$  vers l'élément  $j$  est classiquement donné par :

$$Q_{ij}^{sens} = H_{ij} A_{ij} (T_i - T_j) \quad (5)$$

Où  $H_{ij}$  ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ) est le coefficient d'échange de chaleur entre les nœuds  $i$  et  $j$  séparés par une surface d'aire  $A_{ij}$ .

Le flux de chaleur radiatif de l'élément  $i$  vers l'élément  $j$  est donné par :

$$Q_{ij}^{rad} = A_i \varepsilon_i \varepsilon_j F_{ij} \sigma ((T_i + 273.15)^4 - (T_j + 273.15)^4) \quad (6)$$

Avec  $A_i$  ( $\text{m}^2$ ) la surface de l'objet  $i$ ,  $\varepsilon$  les émissivités des surfaces participantes et  $F_{ij}$  le facteur de forme correspondant.

### 3.2. Sous-modèle de ventilation

La ventilation de la serre peut-être naturelle (ouverture du toit seulement) ou forcée (mise en fonctionnement du système d'aération). Ce sous-modèle est important dans la mesure où il influence fortement la température, le taux de CO<sub>2</sub> et l'humidité relative de la serre. L'expression du flux de la ventilation naturelle (m<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>) pour une ouverture du toit seulement, prenant en compte l'effet du vent et l'effet cheminée, est donnée par exemple par Boulard et Baille [13] :

$$f_{VentToit} = \frac{U_{Toit} A_{Toit} C_d}{2} \sqrt{\frac{gh'_{Vent}}{2} \frac{T_{Air} - T_{Ext}}{\bar{T}_{AirExt} + 273.15} + C_w v_V^2} \quad (7)$$

Où  $U_{Toit}$  représente le contrôle de l'ouverture des battants (i.e. 0 s'ils sont fermés, 1 s'ils sont ouverts),  $h'_{Vent}$  (m) la hauteur de l'ouverture,  $g$  (m.s<sup>-2</sup>) l'accélération de la pesanteur,  $C_d$  le coefficient de décharge qui modélise la chute de pression au niveau de l'ouverture et  $C_w$  le coefficient d'effet du vent qui modélise l'effet dû au vent. Ces deux coefficients empiriques dépendent de la géométrie de la serre et sont sans unité.

Le flux de ventilation forcée est simplement décrit par :

$$f_{VentFor} = U_{VentFor} \phi_{VentFor} \quad (8)$$

Où  $U_{VentFor}$  représente le contrôle de la ventilation forcée et  $\phi_{VentFor}$  (m<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>) la capacité de soufflage du système de ventilation forcée.

### 3.3. Sous-modèle de transpiration

Au cours de la journée, les plantes vont libérer de l'eau par évapotranspiration, faisant office de régulation thermique. Ce phénomène, qui impacte les bilans enthalpique et massique, est pris en compte en terme de quantité d'eau libérée [14] :

$$E_{CanAir} = K_{CanAir} (P_{H_2O,Can}^{Sat} - P_{H_2O,Air}) \quad (9)$$

Avec  $P_{H_2O,Can}^{Sat}$  la pression de vapeur saturante prise à la température de la canopée.  $K_{CanAir}$  est le coefficient d'évapotranspiration et est donnée par [14] :

$$K_{CanAir} = \frac{2\rho_{Air} c_{p,Air} A_{feuille}}{L\gamma(r_a + r_s)} \quad (10)$$

Avec  $A_{feuille}$  qui représente la surface de feuille dans la serre (m<sup>2</sup>),  $L$  (J.kg<sup>-1</sup>) la chaleur latente de l'eau,  $\gamma$  (Pa.K<sup>-1</sup>) la constante psychrométrique,  $r_a$  (s.m<sup>-1</sup>) la résistance aérodynamique des feuilles de la canopée et  $r_b$  (s.m<sup>-1</sup>) la résistance stomatale des feuilles.

## 4. Conclusion

Bien que l'agriculture circumpolaire apparaît de plus en plus comme un moyen de production alimentaire pertinent au Nunavik, seulement deux serres basées à Kuujuaq sont actuellement en fonctionnement. Or ces serres ne sont pas adaptées au climat extrême de cette région nordique et la saison de culture n'est actuellement que de 3 mois et demi. Dans l'objectif d'accroître cette période, le développement d'un modèle numérique de serre est une étape indispensable pour le design d'un système énergétiquement plus efficient.

Pour permettre le développement et la validation de ce modèle, la serre coopérative de Kuujuaq a été instrumentée lors de l'été 2016. Les données recueillies lors de la campagne expérimentale

ont permis de mettre en évidence le potentiel de l'énergie solaire ainsi qu'une faible inertie thermique de la serre menant à une forte différence de température entre le jour et la nuit. De plus, la quasi-uniformité de la température intérieure de la serre a été montrée. Cette information permet de valider la pertinence d'un modèle de serre basée sur "l'enceinte parfaitement brassée". Il consiste à considérer différents nœuds de la serre au sein desquels la température est supposée uniforme. L'amélioration de l'instrumentation est prévue pour avril 2018 avec l'installation de nouveaux capteurs (anémomètre, CO<sub>2</sub>). L'écriture du modèle en langage python est en cours.

## Références

- [1] E. Avard. *Northern Greenhouses : An Alternative Local Food Provisioning Strategy for Nunavik*. PhD thesis, Université Laval (Québec), 2015.
- [2] C. Huet, R. Rosol, and G. M. Egeland. The prevalence of food insecurity is high and the diet quality poor in inuit communities. *The Journal of Nutrition*, 142(3) :541–547, 2012.
- [3] D. Cherniak, V. Dufresne, L. Keyte, A. Mallett, and S. Schott. Report on the State of Alternative Energy in the Arctic. Technical report, School of Public Policy and Administration, Carleton University, Ottawa, September 2015.
- [4] A. Lamalice, E. Avard, V. Coxam, T. Herrmann, C. Desbiens, Y. Wittrant, and S. Blangy. Supporting food security in the Far North : Community greenhouse projects in Nunavik and Nunavut. *Etudes inuit. Inuit studies*, 40(1) :147–169, 2016.
- [5] <http://www.soda-pro.com/fr/web-services/meteo-data/monthly-means-solar-irradiance-temperature-relative-humidity>. Consulté le : 10/12/2017.
- [6] A. Shukla, A. Sharma, and K. Kant. Solar Greenhouse With Thermal Energy Storage : a Review. *Current Sustainable/Renewable Energy Reports*, 3(3-4) :58–66, December 2016.
- [7] M. Taki, A. Rohani, and M. Rahmati-Joneidabad. Solar thermal simulation and applications in greenhouse. *Information Processing in Agriculture*, November 2017.
- [8] F. Baptista. *Modelling the climate in unheated tomato greenhouses and predicting Botrytis cinerea infection*. PhD thesis, Universidade de Evora (Portugal), 2007.
- [9] B. H. E. Vanthoor. *A model-based greenhouse design method*. PhD thesis, Wageningen University, Wageningen, The Netherlands, June 2011.
- [10] G. Singh, P. P. Singh, P. P. S. Lubana, and K.G. Singh. Formulation and validation of a mathematical model of the microclimate of a greenhouse. *Renewable Energy*, 31(10) :1541–1560, August 2006.
- [11] V.P. Sethi. On the selection of shape and orientation of a greenhouse : Thermal modeling and experimental validation. *Solar Energy*, 83(1) :21–38, January 2009.
- [12] E. Mashonjowa, F. Ronsse, J.R. Milford, and J.G. Pieters. Modelling the thermal performance of a naturally ventilated greenhouse in Zimbabwe using a dynamic greenhouse climate model. *Solar Energy*, 91 :381–393, May 2013.
- [13] T. Boulard and A. Baille. Modelling of air exchange rate in a greenhouse equipped with continuous roof vents.pdf. *Journal of Agricultural Engineering Research*, 61 :37–48, 1995.
- [14] C. Stanghellini. *Transpiration of greenhouse crops, an aid to climate management*. PhD thesis, Agricultural University, Wageningen, The Netherlands, June 1987.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Labex DRIIHM (Dispositif de Recherche Interdisciplinaire sur les Interactions Hommes-Milieux) et à l'OHMi Nunavik (Observatoire Homme-Milieux International) pour leur financement permettant l'instrumentation de la serre de Kuujuaq. En outre, ce projet est réalisé avec le soutien du Service de Coopération et d'Action Culturelle du Consulat Général de France à Québec et en coopération avec la serre communautaire de Kuujuaq.

# Performances des systèmes passifs de rafraîchissement dans les bâtiments traditionnels et modernes en climat semi-aride.

Habiba KAZEoui<sup>\*</sup>, Abdelkader TAHAKOURT<sup>1</sup>, Abdelkarim AIT-MOKHTAR<sup>2</sup>, Rafik BELARBI<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Génie de la Construction et Architecture (LGCA). Université de Bejaia, 06000 Bejaia, Algérie.

<sup>2</sup> Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE), Université de La Rochelle, Avenue Michel Crépeau, 17042 La rochelle, France.

<sup>\*</sup>(auteur correspondant : hkazeouir@yahoo.fr)

**Résumé** - L'habitat en Algérie tend à s'uniformiser en utilisant de plus en plus des matériaux non adaptés au climat transformant le bâtiment en une véritable passoire thermique. L'objectif de ce travail est d'explorer des solutions passives permettant de diminuer les heures d'inconfort à l'intérieur des bâtiments et réduire le recours abusif aux systèmes de conditionnement d'air. La modélisation dynamique avec le logiciel TRNSYS est utilisée pour mener des investigations sur des bâtiments types construits en matériaux conventionnels et d'autres construits en matériaux locaux. L'efficacité de quelques systèmes de rafraîchissement passif dans un climat semi-aride a été évaluée.

## Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

$C$	chaleur spécifique, kJ/kg.°C	$GES$	Gaz à Effet de Serre
$e$	épaisseur, m	<i>Symboles grecs</i>	
$T$	température, °C	$\lambda$	conductivité thermique, W/m°C
$PMV$	vote prévisible moyen	$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$PPD$	pourcentage prévisible d'insatisfaits		

## 1. Introduction

En Algérie, le secteur du bâtiment est l'un des secteurs les plus dynamiques dans le pays, résultat d'un rythme élevé de croissance de la population et d'urbanisation. Ceci a conduit inévitablement à une pénurie de logements et les pouvoirs publics ont privilégié les critères de construction suivants : la rapidité et le faible coût, sans qu'aucune réflexion sur la conception thermique ne soit engagée. En effet, les constructions en briques et béton se sont généralisées dans tous les climats (surtout en climats semi-aride et aride) conduisant ainsi à la réalisation de passoires thermiques. L'utilisation des systèmes de conditionnement d'air devient inévitable ce qui a engendré une augmentation de la consommation énergétique et la dégradation de la qualité d'air. En effet, les études montrent que le secteur du bâtiment consomme environ 40% de l'énergie mondiale, et compte pour environ 1/3 des émissions des gaz à effet de serre [1].

Le pays doit donc faire face à la double problématique de l'utilisation insouciante des ressources d'énergie et de la lutte contre la pollution provoquée par les systèmes de climatisation [2]. Parmi les approches prometteuses pour réduire la consommation énergétique dans les bâtiments, on peut citer:

- l'utilisation des systèmes passifs de rafraîchissement pour améliorer le confort d'été;
- la construction en matériaux respectant l'environnement et à faible coefficient de conduction.

C'est dans ce contexte que se situe notre travail qui consiste à montrer l'efficacité thermique et énergétique de la construction en matériaux locaux tels que la pierre et l'adobe, par rapport à la brique et le béton qui sont utilisés actuellement en climats semi-arides. Quelques résultats de l'impact de l'intégration des systèmes passifs de rafraîchissement sur les performances de ces bâtiments, sont présentés.

## 2. Contexte énergétique en Algérie: Consommation et Environnement

Une analyse du bilan énergétique de l'Algérie fait ressortir que la consommation finale intérieure ne cesse d'augmenter, elle est passée de 31,7 MTep en 2010 à 38,5 MTep en 2013, reflétant une croissance annuelle de +7% environ [3]. La figure 1 montre la répartition de la consommation finale d'énergie par secteur d'activité. Elle fait ressortir une prépondérance du secteur résidentiel et tertiaire avec une consommation de 16,4MTep soit 42,6% ce qui est loin d'être négligeable. Cela est d'autant plus inquiétant au regard de la croissance du parc immobilier qui augmente d'année en année.

En outre, d'après le rapport de la consommation énergétique finale de l'APRUE, édition 2014 [4], la branche des matériaux de construction (MDC) représente une part croissante du bilan industriel, passant de 22,7% en 2001 à 42,3% en 2013, ce qui fait d'elle la branche la plus énergivore de ce secteur.

En matière d'émission des gaz à effet de serre (GES), la figure 2 montre que le secteur résidentiel participe avec 31% du total des émissions. Dans le secteur industriel, on retrouve la branche des MDC en tête avec 63 % des émissions. Ceci est principalement dû à la généralisation de la construction en béton dont le constituant principal est le ciment.

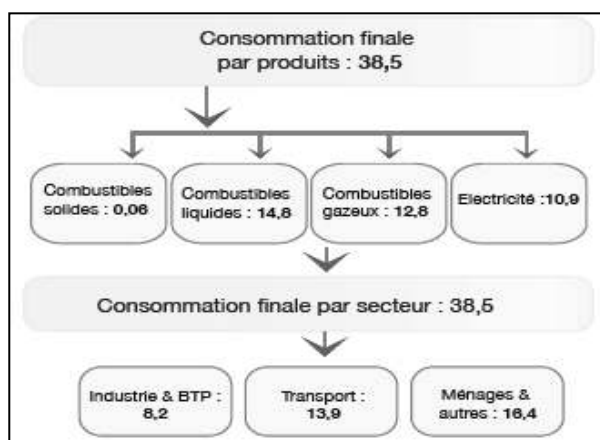


Figure 1 : Répartition de la consommation finale d'énergie par secteur d'activité [3].

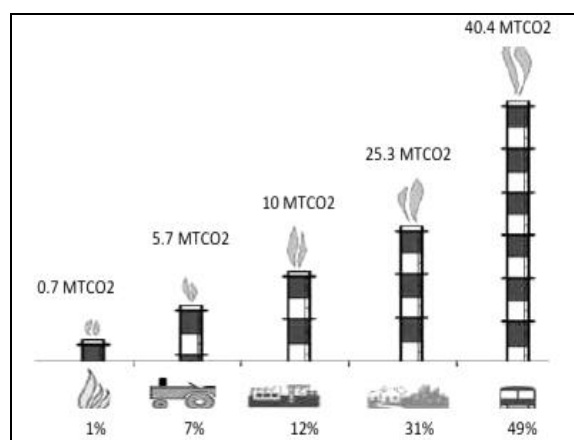


Figure 2 : Emission des GES des différents secteurs [3].

En effet, l'essentiel des émissions de CO<sub>2</sub> dans le secteur des MDC provient de la production du ciment (99% environ) tel que montré par le tableau 1. Cette situation incite à se pencher de plus près sur cette branche qui demeure l'activité la plus émettrice de CO<sub>2</sub>.

Produit	Ciments	Chaux	Calcaire dolomite	Soude (utilisation et production)
Emission de CO <sub>2</sub> (Gg)	3196,58	35,50	3,36	9,53

Tableau 1 : Répartition des émissions de CO<sub>2</sub> dues aux produits minéraux [4].



### 3. Méthodologie et objectifs

Dans ce travail, nous avons modélisé, en utilisant le logiciel TRNSYS [5], quelques constructions qui correspondent à celles couramment rencontrées dans le parc immobilier Algérien : anciens bâtiments traditionnels et les bâtiments modernes. Les termes "traditionnel" et "moderne" font référence aux matériaux de construction utilisés: pierre et adobe pour les traditionnels et briques et béton pour les modernes. L'intérêt est d'analyser l'effet de remplacement des matériaux locaux par les matériaux modernes dans les climats arides et semi-arides. Les données climatiques utilisées sont celles de la région de Bechar (sud-ouest Algérien).

Les bâtiments ont été simulés en période d'été pour déterminer l'impact des éléments de conception sur le niveau de confort et la consommation énergétique des différents bâtiments. Nous avons considéré dans cette étude les concepts suivants:

- l'inertie thermique du bâtiment.
- la protection solaire sur les fenêtres.
- le rafraîchissement par ventilation nocturne naturelle (ouverture des fenêtres de 20h à 06h).

A chaque fois, les critères suivants ont été adoptés pour évaluer la performance des différents bâtiments:

- l'évolution de la température intérieure;
- l'évaluation des indices de confort : Predicted Mean Vote (PMV) et Predicted Percentage of Dissatisfied (PPD);
- l'évaluation des besoins de rafraîchissement.

### 4. Description des bâtiments simulés

Le tableau 2 donne les caractéristiques thermo-physiques des matériaux utilisés [6]. La caractérisation de l'adobe a été réalisée au laboratoire LaSIE (université de la Rochelle) [7, 8].

Les planchers bas sont en béton de 12cm d'épaisseur pour les bâtiments modernes et en terre cuite de 20cm pour les traditionnels. Quant aux plafonds, c'est un plancher à corps creux de 20cm pour le bâtiment en briques, une dalle en béton de 15cm pour celui en béton et un plafond traditionnel en terre de 30cm pour les bâtiments traditionnels. Ces épaisseurs représentent celles réellement utilisées dans le secteur de construction Algérien.

Mur en	$\lambda$ [W/m°C]	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	C [kJ/kg.°C]	e [m]	
Adobe	0,427	1594,2	0,687	0,3	
Pierre	1,0	1700	0,936	0,4	
Double-Brique	Brique creuse	0,5	900	0,936	0,15
	Lame d'air	0,025	1,18	1	0,05
	Brique creuse	0,5	720	0,794	0,10
Béton	1,75	2400	1,080	0,15	

Tableau 2 : Caractéristiques des matériaux de construction constituant les murs extérieurs.

Notons que le bâtiment modélisé est une construction de type monozone (figure 3) puisque l'objectif ici est de montrer seulement l'impact du choix des matériaux de construction des parois extérieures sur les performances des bâtiments.

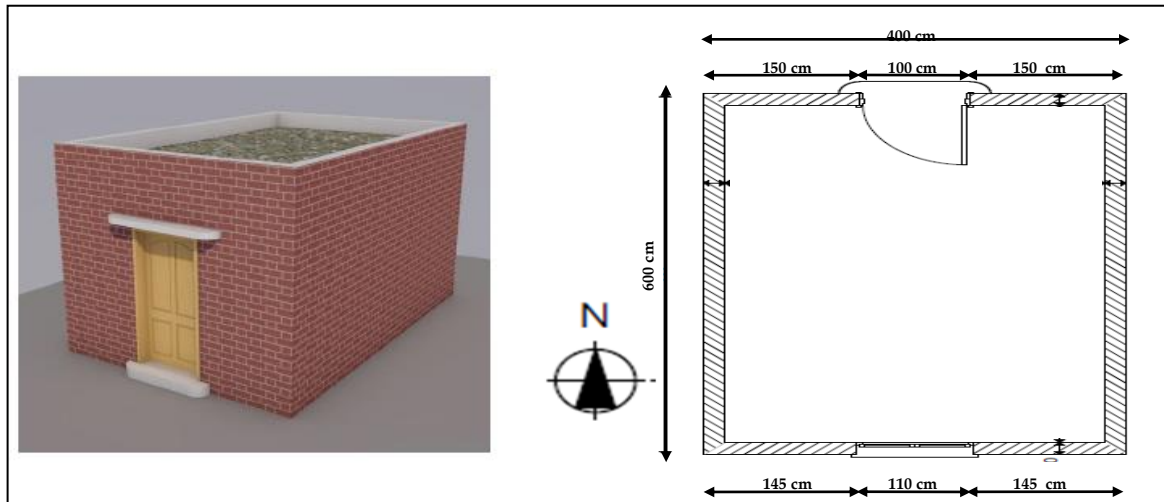


Figure 3 : Plans du bâtiment étudié

## 5. Résultats

### 5.1. Evolution des températures

La figure 4 montre l'évolution des températures intérieures dans les différents bâtiments de référence durant le jour le plus chaud. Nous remarquons que les températures les plus basses sont enregistrées dans les bâtiments traditionnels. En effet, l'inertie de ces matériaux permet d'atténuer l'amplitude journalière de la température intérieure. Ceci caractérise un bon indice de confort avec une meilleure stabilité thermique. La différence, entre l'extérieur et l'intérieur, des températures maximales atteint 10°C dans le bâtiment en adobe, 9°C dans le bâtiment en pierre contre 6,7°C dans le bâtiment en briques et 4,8°C dans le bâtiment en béton.

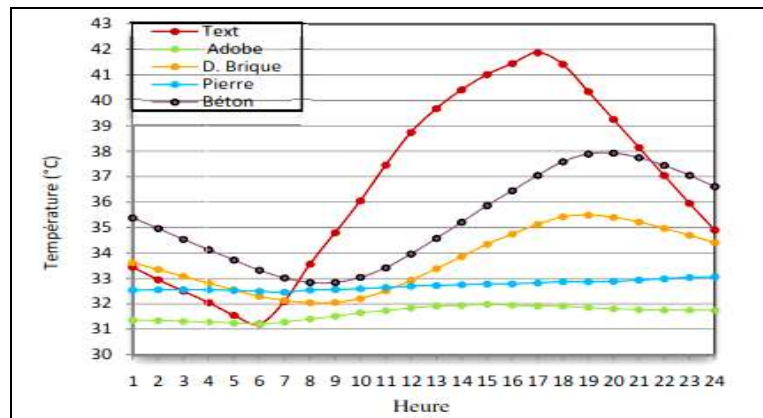


Figure 4: Evolution de la température intérieure dans les différents bâtiments de référence. Journée la plus chaude (29 juillet). Climat Bechar

La figure 5 montre l'évolution des températures dans les différents bâtiments munis respectivement de protections solaires, de ventilation nocturne et des deux procédés en même temps. Les températures résultantes ont été comparées à celles obtenues dans les bâtiments de référence. Nous remarquons que les différents systèmes modélisés permettent un certain abaissement des températures. Cependant, les résultats montrent que la ventilation nocturne est la plus efficace. Celle-ci engendre une augmentation de l'amplitude de la température intérieure par rapport au comportement de référence des bâtiments traditionnels.

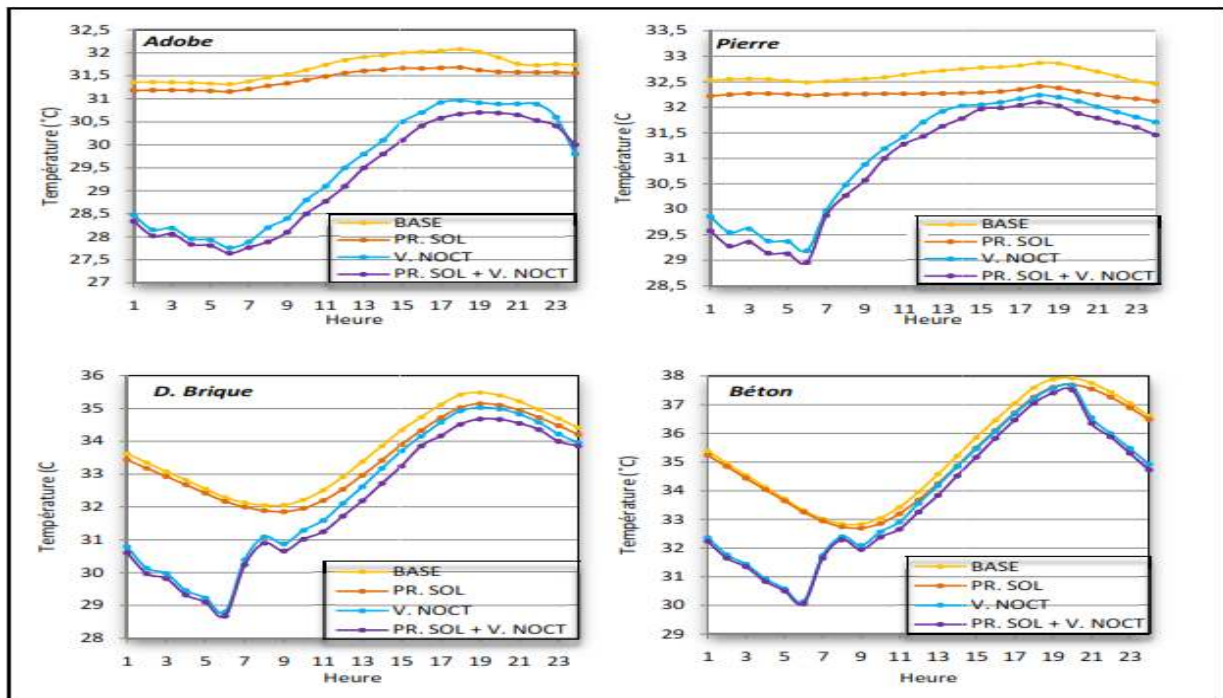


Figure 5 : Evolution de la température dans les différents bâtiments. Jour le plus chaud. Climat Bechar

Le degrés d'abaissement des températures intérieures enregistré avec les différents concepts est reporté sur la figure 6. Nous notons un abaissement plus important de la température moyenne journalière que la température horaire maximale dans tous les bâtiments. Cependant, les réductions sont plus importantes dans les bâtiments traditionnels en particulier dans le bâtiment en adobe.

L'effet de l'inertie thermique, et donc le potentiel de stockage, qui caractérise les matériaux traditionnels leur permet de stocker la fraîcheur durant la nuit pour la restituer quand la température augmente.

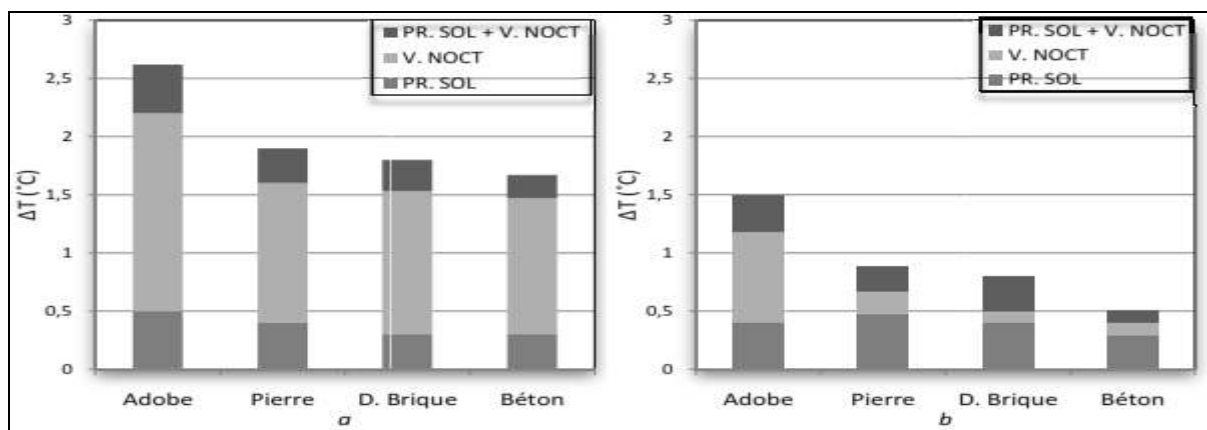


Figure 6 : Abaissement de la température avec les différents systèmes dans les différents bâtiments.  
 a- Température moyenne journalière      b- Température horaire maximale.

Pour mieux caractériser le niveau de confort thermique, nous avons calculé le nombre d'heures durant les mois les plus chauds (juillet et août) où les températures intérieures sont:

- inférieures à 30°C;
- entre 30 et 32°C;
- supérieures à 32°C (figure 7).

On constate que dans les bâtiments traditionnels de référence, les températures sont entre 30 et 32°C la plupart du temps alors qu'elles sont supérieures à 32°C dans les bâtiments modernes. En introduisant les systèmes passifs, celles-ci descendent au dessous de 30°C pour les bâtiments en adobe et pierre et restent entre 30 et 32°C pour ceux en briques et béton.

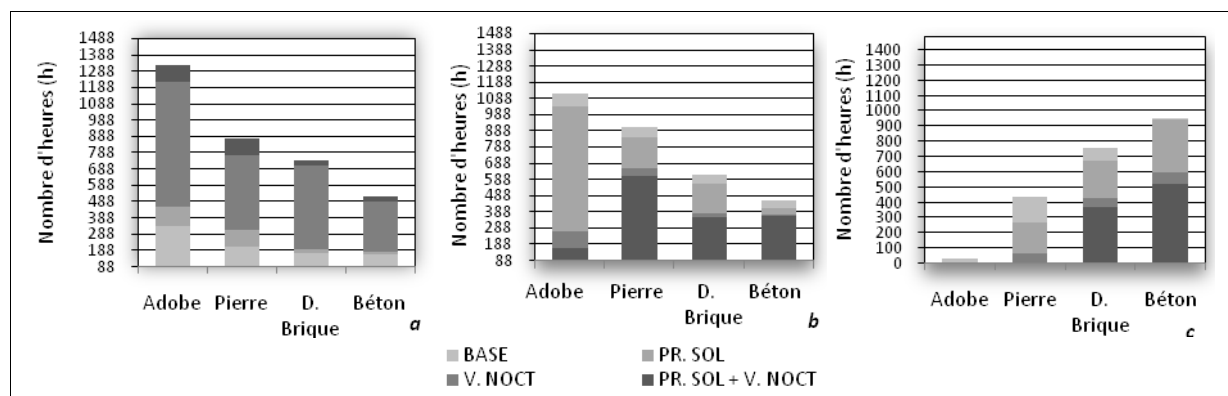


Figure 7: Répartition du nombre total d'heures en fonction des températures. Bechar; Juillet et Août.  
 a- Température inférieure à 30 °C    b- Température entre 30 et 32    c- Température supérieure à 32

## 5.2. Evaluation des indices de confort

Les indices PMV et PPD ont aussi été évalués dans chaque bâtiment et pour chaque concept de rafraîchissement. Ils ont été estimés pour des conditions d'été [9]:

- vêtue légère  $clo = 0,5$
- activité sédentaire (métabolisme)  $Met = 1,2$
- vitesse de vent  $v = 0,1m/s$ .

La figure 8 montre la distribution fréquentielle du PMV, le pourcentage d'heures, où il est:

- entre -1 et +1 (légèrement frais à légèrement chaud);
- entre 1 et 2 (légèrement chaud à chaud);
- supérieur à 2 (très chaud).

Nous remarquons dans les bâtiments de base, que la sensation de chaleur insupportable n'est en aucun moment ressentie dans le bâtiment en adobe, alors qu'elle est enregistrée dans 26,6% du temps avec la pierre, 50% du temps avec la brique et dans plus de 60% du temps avec le béton. La sensation de légèrement chaud à chaud est présente la plupart du temps dans les bâtiments traditionnels : 99% avec l'adobe et 73,4 % avec la pierre contre 50,3 et 39,7% dans les bâtiments en briques et en béton.

Avec les protections solaires, les conditions thermiques à l'intérieur des bâtiments s'améliorent. La fréquence de sensation de chaleur insupportable diminue de 11% dans le bâtiment en pierre contre 7 et 4% pour les bâtiments en brique et béton. Cependant, avec la ventilation nocturne, cette sensation est fortement diminuée et celle de légère fraîcheur à légère chaleur apparaît dans tous les bâtiments. On la retrouve dans 60% du temps dans le bâtiment en adobe, 32% du temps dans les bâtiments en pierre et en briques et 15% du temps dans le bâtiment en béton. Il est important de noter que la sensation de forte chaleur disparaît complètement du bâtiment en pierre mais reste présente dans les autres bâtiments.

En évaluant le pourcentage de personnes insatisfaites (figure 9), on constate que le PPD dépasse 50% dans la majorité du temps dans les bâtiments de base: 66% du temps avec l'adobe, 78% du temps avec la pierre, 84% avec la brique et 86% avec le béton. Les

protections solaires améliorent légèrement ces valeurs mais ce taux reste supérieur à 50% dans plus des trois quarts du temps sauf pour le bâtiment en adobe.

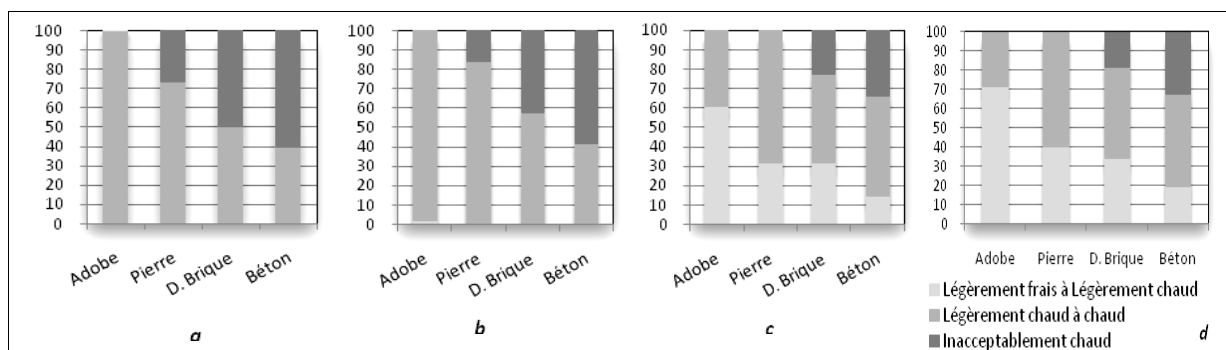


Figure 8: Distribution fréquentielle de l'indice PMV durant les deux mois les plus chauds.

a. Bâtiments de référence

b. Bâtiments avec protections solaires

c. Bâtiments avec ventilation nocturne

d. Bâtiments avec protections solaires et ventilation nocturne.

Avec la ventilation nocturne, on note que le PPD ne dépasse pas 25% dans 60% du temps avec l'adobe, 30% du temps avec la pierre contre 23% et 14% du temps avec la brique et le béton. Le temps où le pourcentage d'insatisfaits dépasse 50% reste assez élevé surtout dans les bâtiments modernes (40 et 63% du temps). Avec les deux procédés, le temps où le PPD dépasse 50% est réduit et le temps où il ne dépasse pas 25% est augmenté.

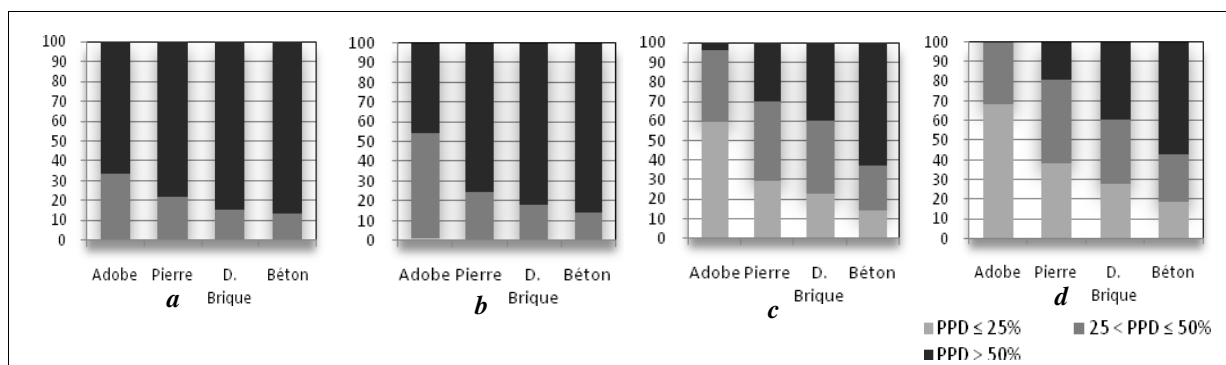


Figure 9 : Distribution fréquentielle de l'indice PPD durant les deux mois les plus chauds.

a. Bâtiments de référence

b. Bâtiments avec protections solaires

c. Bâtiments avec ventilation nocturne

d. Bâtiments avec protections solaires et ventilation nocturne.

### 5.3. Evolution des besoins de rafraîchissement

Afin d'évaluer les performances énergétiques des différents matériaux, nous avons estimé les besoins de rafraîchissement de chaque bâtiment (pour une température de consigne de 26°C). Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 10.

Nous constatons que les bâtiments traditionnels sont ceux qui ont les plus faibles besoins de rafraîchissement. En effet, le bâtiment de référence en béton a besoin de 3 fois plus d'énergie que le bâtiment en adobe et presque 2 fois plus d'énergie que celui en pierre, ce qui prouve le caractère énergivore de ce type de matériau tel qu'il est utilisé dans la construction Algérienne. Ces facteurs augmentent à 3,8 et 2,2 avec l'utilisation de la ventilation nocturne.

La figure 11 montre les taux de réduction des besoins par rapport aux cas de référence. Nous avons noté, pour le bâtiment en adobe, une réduction des besoins de 56% avec le concept ventilation nocturne/protections solaires, 45,5% avec la ventilation nocturne et 15% environ avec les protections solaires. Ces valeurs diminuent progressivement pour le bâtiment en pierre, le bâtiment en double brique et enfin le bâtiment en béton.

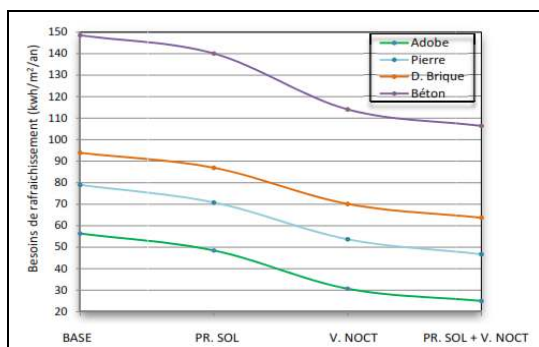


Figure 10: Evolution des besoins de rafraîchissement. Bâtiments de référence. Bechar

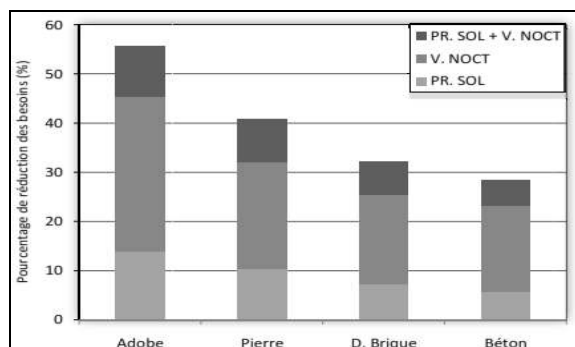


Figure 11 : Réduction des besoins avec les concepts de rafraîchissement passif. Bechar

## 6. Conclusion

Ce travail a porté essentiellement sur la modélisation, sous TRNSYS, de quelques bâtiments-types rencontrés en Algérie. L'efficacité de l'utilisation de quelques concepts de rafraîchissement passif dans ces bâtiments a été étudiée en climat semi-aride. Les résultats principaux de cette étude peuvent être résumés dans les points suivants :

- L'évolution des températures à l'intérieur ont montré que la construction en matériaux traditionnels (adobe ou la pierre) offre un meilleur confort thermique.
- Les résultats montrent que durant la période de chaleur, les températures supérieures à 32°C sont inexistantes avec l'adobe, rares avec la pierre, mais fréquentes avec la brique et le béton. La ventilation nocturne avec les protections solaires améliorent considérablement les conditions de confort mais leur utilisation est plus efficace dans les bâtiments traditionnels que les bâtiments modernes.
- Les besoins énergétiques de rafraîchissement sont beaucoup plus faibles dans les bâtiments traditionnels que dans les bâtiments modernes (1,7 à 3 fois plus petits). L'utilisation de concepts passifs de rafraîchissement réduit ces besoins mais les taux de réduction enregistrés avec les matériaux traditionnels sont plus importants.

## Références

- [1] *L'Etat des villes africaines: Réinventer la transition urbaine*. Rapport ONU-habitat, 2014 (<http://unhabitat.org/urban-themes-2/>).
- [2] BOUKLI HACENE, MA, CHABANE SARI, NE, Economic, energy and environmental comparison between an ecological and conventional house. *Indoor Built Environ*, Vol. 21, pp. 727–734, (2012).
- [3] Ministère de l'énergie, Bilan énergétique national de l'année 2013. Edition 2014
- [4] APRUE, Consommation finale de l'Algérie, chiffres clés Année 2012. Edition 2014
- [5] A Transient Energy System Simulation program "TRNSYS 16". Solar Energy Laboratory, University of Wisconsin-Madison, USA, (2005).
- [6] DTR C3-2. Règlement thermique des bâtiments d'habitation; règles de calcul des déperditions calorifiques Fascicule 1, annexe 2.
- [7] KAZEUI, H, TAHAKOURT, A, AIT-MOKHTAR, A, BELARBI, R, Coupled utilization of solar energy and local materials in building. *Forum International sur les Energies Renouvelables*. Maroc, (2002).
- [8] BENHABIB, R, AIT-MOKHTAR, A, ALLARD, F, A Bioclimatic analysis of traditional houses in the north-Sahara regions. *Conférence Européenne sur la Performance Energétique et Qualité des Ambiances dans le Bâtiment*, Lyon, France, (1994).
- [9] ISO 7730. Moderate thermal environments- Determination of the PMV and PPD indices and specification of the conditions for thermal comfort, International Standards Organization, Geneva, (1994).

# Mesure de la résistance thermique de parois à l'aide d'une chambre thermique gardée

Alain KOENEN<sup>1\*</sup>, Damien MARQUIS<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire National de Métrologie et d'Essai

29, rue Roger Hennequin, 78197 Trappes

\* (auteur correspondant : alain.koenen@lne.fr)

**Résumé** - Une méthode de mesure directe du coefficient de transmission thermique "U" intégrant l'ensemble des ponts thermiques d'une paroi a été développée. Le banc d'essai est constitué d'une chambre d'essai dont 5 des 6 faces sont isolées de façon importante pour réduire les pertes thermiques latérales, alors que la face avant est équipée de la paroi à analyser. Cette chambre thermique est positionnée dans une enceinte climatique. Le principe de la mesure est basé sur celui de la boîte chaude gardée. Pour optimiser ses dimensions et réduire les incertitudes de mesure, ce banc a été modélisé sous COMSOL multiphysics V5.2. Trois méthodes ont été comparées : la balance thermique, l'utilisation de capteurs flux métriques et la détermination par calcul à partir de mesure en plaque chaude gardée. Ce banc permet d'obtenir des incertitudes de mesures des performances thermiques de paroi proche de 10%. Il est ainsi possible de déterminer avec une incertitude maîtrisée les performances thermiques de parois complexes et non plus seulement des matériaux, tout en ayant la possibilité d'observer par caméra infrarouge les ponts thermiques grâce au recul visuel que permet la chambre.

## Nomenclature

PCG Plaque Chaude Gardée

S surface de la paroi, m<sup>2</sup>

T<sub>s,i</sub> température de surface intérieure, °C

T<sub>s,e</sub> température de surface extérieure, °C

*Symboles grecs*

$\phi$  flux de chaleur, W

$\Delta T_a$  Ecart de température d'ambiance

## 1. Introduction

L'évaluation de la performance thermique des éléments de l'enveloppe d'un bâtiment est l'une des conditions préalables à l'atteinte de la cible d'émission de gaz à effet de serre définie lors de la dernière conférence de Paris sur le climat (COP21).

D'un point de vue théorique, il est possible d'évaluer la performance thermique de l'enveloppe d'un bâtiment à partir de données climatiques définie de façon conventionnelle. Les propriétés thermiques des matériaux de l'enveloppe sont déterminées à partir de méthodes normalisées telles que le fluxmètre ou la plaque chaude gardée (EN 12667). Cependant, les valeurs calculées à partir des performances des éléments individuels, peuvent parfois être très différentes de celles observées dans les situations de fonctionnement réelles [1]. De plus, les calculs théoriques supposent que les parois sont «idéales» et fonctionnent dans des conditions parfaitement contrôlées.

La performance thermique d'un bâtiment peut être déterminée par différents moyens :

- La méthode de la balance thermique ou "co-heating" qui consiste à réaliser un simple équilibre énergétique dans un bâtiment [1]
- La thermographie infrarouge qui consiste à observer optiquement dans l'infrarouge les températures apparentes des surfaces. Cette méthode, très répandue pour détecter les défauts et les ponts thermiques, est non intrusive et permet d'avoir une haute résolution spatiale.

Néanmoins elle est insuffisante pour la détermination de la performance thermique d'un bâtiment pour laquelle des mesures additionnelles de température et de flux de chaleur sont nécessaires.

- Une troisième approche consisterait à instrumenter les murs avec des thermocouples et des capteurs fluxmétriques. Cette méthode est décrite dans la norme ISO 9869-1 et n'est pas adaptée à toutes les configurations de mur. Elle est limitée aux parois de faible résistance thermique avec des flux de chaleur unidirectionnel.

Il y a donc un besoin d'avoir des méthodes de mesure pour déterminer la performance thermique d'un bâtiment avec une incertitude associée. Dans ce contexte, pour évaluer la performance thermique de parois réelles, une installation d'essais basée sur le principe de la balance thermique a été développée au LNE. Ce banc a été étalonné avec un matériau d'isolation connu. L'incertitude expérimentale associée a été déterminée.

Dans ce papier on présentera les résultats obtenus pour différentes parois, homogènes et plus complexes incluant des ponts thermiques et des couches d'air.

## **2. Banc et méthode d'essai**

Les mesures ont été effectuées avec une plateforme appelée «REBECCA» (Recherche et essais des bâtiments et des émetteurs de chaleur sous climat artificiel). Cette chambre thermique a été spécialement conçue pour reproduire les caractéristiques d'une boîte chaude gardée décrite dans la norme ISO 8990 [2]. Il nous permet de mesurer les performances thermiques de parois réelles. De chaque côté de l'échantillon, les conditions d'essai sont contrôlées (températures, conditions d'équilibre).

Le principe consiste à placer un échantillon dans des conditions contrôlées de température interne et externe, et à mesurer le flux de chaleur total qui le traverse en fonction des écarts de température. L'éprouvette est un élément de mur de plusieurs mètres carrés, qui sépare deux grandes pièces conservées à température contrôlée.

Le côté chaud est constitué d'une chambre cubique entourée d'une garde thermique à température contrôlée afin de minimiser les pertes thermique. Ainsi, la majeure partie du flux de chaleur traverse la paroi d'essai. Le flux de chaleur total correspond à la puissance libérée dans l'enceinte interne nécessaire au maintien de la température au point de consigne.

### **2.1. Description du banc d'essai**

Le banc d'essai est constitué d'une chambre d'essai positionnée dans une enceinte climatique. Cinq des six faces de la chambre d'essai sont isolées de façon importantes pour réduire les pertes thermiques latérales, alors que la face avant est équipée de la paroi à analyser. Les dimensions de la chambre interne sont de 3,42 m de large sur 2,29 m de haut, la surface de la paroi d'essai est de 7,83m<sup>2</sup>. La chambre interne est entourée de 4 enceintes climatiques dont il est possible de contrôler la température de -7°C à +35°C et dans lesquelles on peut générer n'importe quel type de régime transitoire (palier chaud, palier froid, cycle...). Ces quatre enceintes climatiques (cellule avant, garde, plancher, plafond) peuvent être contrôlée séparément. (Figure 1).

La cellule REBECCA a été construite pour reproduire le principe d'un test en boîte chaude gardée. Le panneau avant est équipé de l'échantillon à étudier. Afin de garantir que l'ensemble du flux de chaleur traverse l'éprouvette, les 5 parois de la cellule interne en contact avec la garde thermique le plafond et le plancher ont été isolées avec des panneaux sous vide associés



à des panneaux en polyuréthane et en laine minérale afin d'obtenir une résistance thermique supérieure à  $10 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ .

L'essai est effectué en régime permanent qui est établi après une longue période de temps de plusieurs jours. Dès que l'équilibre thermique est atteint, il est alors possible de déterminer la performance thermique du mur. Les valeurs présentes dans ce document sont des valeurs moyennées sur une période de 12 heures.

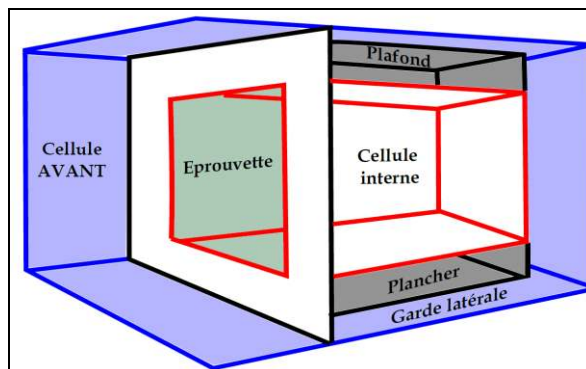


Figure 1 : Schéma représentatif de la cellule REBECCA

## 2.2. Instrumentation des différentes zones

La cellule REBECCA est équipée de nombreux capteurs. Toutes les températures d'ambiance et de surface sont mesurées par des thermocouples de type T (alumine cuivre-cuivre) de 0,25 mm de diamètre reliés à une boîte compensation de soudure froide. Sur chaque paroi de la garde thermique, la mesure est effectuée en 3 points équilatéraux. A chaque point, 4 capteurs de température sont fixés, deux dans la cellule interne (pour les températures ambiante et de surface), et deux à l'extérieur (pour les températures ambiante et de surface). Soixante thermocouples sont utilisés pour mesurer les pertes thermiques latérales (garde, plancher, plafond).

La cellule interne est chauffée par un chauffage électrique de 1000 W. Il permet de réguler et de contrôler la température souhaitée par un système PID. Une sonde platine PT100 protégé du flux direct de chaleur et proche du radiateur mesure la température de l'air interne. La mesure de la consommation électrique nous permet de déterminer le flux de chaleur émit dans l'enceinte interne.

L'humidité relative est mesurée au centre de la cellule interne et dans de la zone avant.

## 2.3. Détermination de la résistance thermique de la paroi test

Comme expliqué plutôt, l'objectif du banc REBECCA est de déterminer la résistance thermique d'une paroi. On suppose que les hypothèses suivantes sont respectées :

- Régime permanent et en équilibre thermique établis;
- Flux de chaleur dû au transfert de masse à travers le mur négligé;
- Parois supposées opaques;

Avec les hypothèses ci-dessus, la résistance thermique d'une paroi peut être déterminée à partir de la loi de Fourier:

$$R_p = S \frac{T_{s,e} - T_{s,i}}{\phi} \quad (1)$$

Où  $R_p$  est le coefficient de transfert de chaleur [ $m^2.K.W^{-1}$ ],  $T_{s,i}$  et  $T_{s,e}$  sont les températures de surface interne et externe [ $^{\circ}C$ ],  $\Phi$  est le flux de chaleur traversant la paroi [ $W$ ], et  $S$  est la surface de la paroi en contact avec le fluide 'air' [en  $m^2$ ].

Pour appliquer cette formule à un mur, il est nécessaire de connaître avec précision les températures de surface et le flux de chaleur traversant le mur. Tout le travail est lié à la détermination de ces deux quantités. Dans notre cas, le flux de chaleur sera déterminé par deux méthodes.

- La première méthode, appelée ci-après «méthode co-heating», consiste à mesurer la consommation d'énergie nécessaire pour maintenir une différence de température constante entre l'intérieur et l'extérieur de la cellule d'essai. Le flux de chaleur traversant la paroi à tester est alors égal à la puissance dégagée par le dispositif de chauffage.
- La seconde méthode, appelée ci-après «méthode flux-métrique», utilise des capteurs spécifiques pour mesurer localement un flux de chaleur traversant le mur. En équipant la paroi de manière appropriée, il est alors possible d'évaluer le flux de chaleur global.

Ces deux méthodes seront comparées pour évaluer leur fiabilité. Les résultats seront alors comparés aux prédictions numériques réalisées avec COMSOL multiphysics V5.2.

## 2.4. Validation numérique et détermination des pertes latérales

Les fuites thermiques ont été modélisées et calculées à l'aide du logiciel COMSOL® Multi-Physics V5.2 pour déterminer la position optimale d'installation de la paroi test. Dans le cas étudié, l'échantillon d'essai est constitué d'un matériau d'isolation en laine de roche de 5 cm d'épaisseur positionné entre 2 plaques de plâtre (épaisseur 10 et 13 mm). Les calculs ont ensuite été réalisés en 3D pour quantifier les fuites thermiques de la garde. Les caractéristiques thermiques des murs sont indiquées en Tableau 1, la géométrie étudiée est représenté sur la Figure 2.

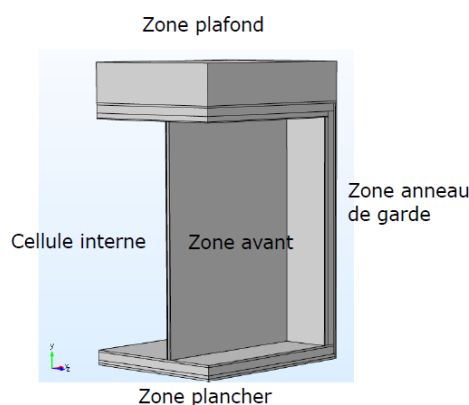


Figure 2 : Géométrie 3D utilisée dans COMSOL Multiphysics

Murs	$R$ [ $m^2K/W$ ]	$S$ [ $m^2$ ]	$H$ [ $W/K$ ]
Anneau Garde – Est	11,42	7,83	0,68
Anneau de Garde - Sud et Nord	11,42	7,08	0,62
Plafond	15,65	10,59	0,67
Plancher	10,05	10,59	1,05

Tableau 1 : Résistances thermiques théorique des gardes thermiques

### 3. Validation expérimentale

La validation expérimentale a été réalisée avec un matériau en laine de roche de 30 mm d'épaisseur entre deux plaques de plâtre de 10 et 13 mm (Figure 3). La résistance thermique totale de l'échantillon de référence (laine minérale avec les deux plaques de plâtre) est évaluée à  $1,13 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$  à  $20^\circ\text{C}$  à partir de mesures en plaque chaude gardée.



Figure 3 : Image du produit testé coupé en dimension de  $600 \times 600 \text{ mm}$  pour être mesuré en plaque chaude gardée.

Figure 4 : Schéma de la paroi de référence

Sur la paroi d'essai (Figure 4), constituée du même produit que celui de la Figure 3, les capteurs de température et les plaques fluxmétriques ont été positionnés verticalement au centre du mur, afin de déterminer les flux de chaleur sur toute la hauteur de la paroi. Les thermocouples d'ambiance ont été positionnés à 10 cm de la paroi de l'échantillon d'essai (figure 5). Pour les mesures de surface, les thermocouples et les capteurs fluxmétriques sont recouverts d'un papier adhésif ayant une émissivité proche de celle du mur.

Pour assurer l'homogénéité de la température de surface et voir les ponts thermiques, des thermogrammes infrarouges ont été réalisés pendant l'essai. Ceci nous a permis de positionner les capteurs fluxmétriques sur des positions critiques du mur, c'est-à-dire là où les températures de surface étaient à leurs extrema et loin des ponts thermiques. Le thermogramme de la Figure 6 montre les champs de température de surface de l'échantillon d'essai sur la face interne. Les températures sont mesurées en supposant une émissivité hémisphérique totale de 0,9 pour les plaques de doublage.

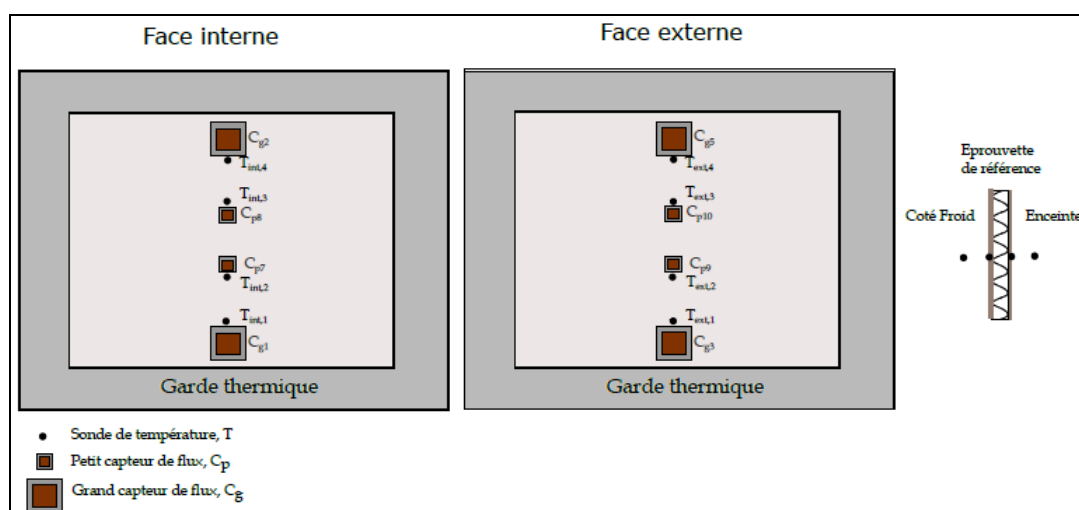


Figure 5 : Position des capteurs de température et de flux sur la paroi d'essai

A partir du thermogramme nous observons une absence de gradient thermique significatif entre le bas et le haut de l'échantillon. La température de surface peut être supposée

homogène. Les seuls ponts thermiques observables sont ceux des montants verticaux (Figure 6).

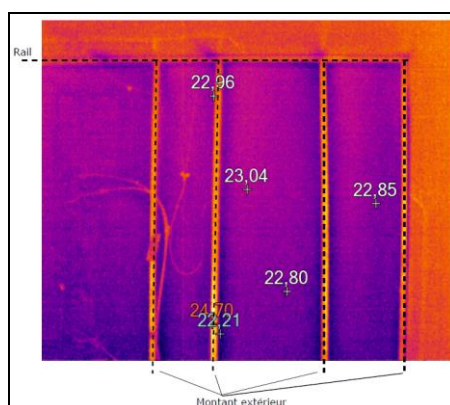


Figure 6 : Thermogramme d'une portion de la paroi de référence, vue de la cellule intérieure

Trois conditions d'essai proches de la situation réelle qui peut se produire en Europe ont été définies à chaque fois avec une température interne de 25°C.

- $\Delta T$  : 20°C (côté froid : 5°C, côté chaud : 25°C);
- $\Delta T$  : 15°C (côté froid : 10°C, côté chaud : 25°C);
- $\Delta T$  : 10°C (côté froid : 15°C, côté chaud : 25°C).

Les résultats obtenus à partir des capteurs de flux de chaleur et la méthode de co-heating ont été comparés à la mesure provenant de notre plaque chaude gardée de référence (PCG). Les résultats sont présentés dans le Tableau 2. Pour la Plaque Chaude Gardée, les incertitudes de mesure associées à la résistance thermique sont inférieures à 1,5%.

$\Delta T_a$ [°C]	Résistance thermique de la paroi $R_p$ [m <sup>2</sup> .K/W]			
	<i>PCG</i>	<i>HFM interne</i>	<i>HFM externe</i>	<i>Co-heating</i>
9,9	1,13 ± 0,01	1,16 ± 0,18	1,17 ± 0,12	1,15 ± 0,11
14,6	1,13 ± 0,01	1,16 ± 0,17	1,17 ± 0,12	1,14 ± 0,09
19,7	1,13 ± 0,01	1,15 ± 0,08	1,17 ± 0,07	1,13 ± 0,08

Tableau 2 : Résistance thermique de la paroi de référence obtenue à partir des 4 méthodes

Avec les incertitudes expérimentales, les résultats montrent que les différentes méthodes donnent des valeurs proches de celles mesurées par la plaque chaude gardée. Les différences observées sont inférieures à 3,5%. Les valeurs de résistance thermique de l'échantillon de référence sont comprises entre 1,13 et 1,17 m<sup>2</sup>.K/W. Les incertitudes de mesure associées dépendent de la méthode de détermination et des conditions d'essai et varient entre 6 et 15%.

## 4. Cas d'une paroi hétérogène comportant une couche d'air

### 4.1. Description de la paroi test

Ici, la paroi de test est la combinaison d'un système d'isolation homogène (panneau de plâtre / laine de roche / panneau de plâtre) avec une couche d'air non ventilée de 5 cm d'épaisseur positionnée entre deux plaques de plâtre. La couche d'air est positionnée du côté de la cellule interne (Figure 7).

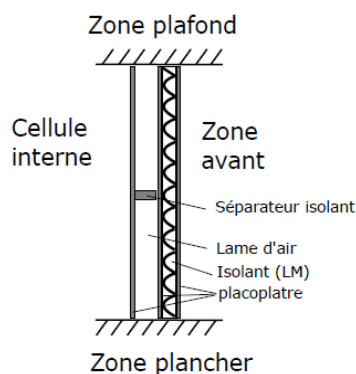


Figure 7 : Schéma de la paroi de référence

En première approximation, la résistance thermique de la paroi pourrait être déterminée par l'équation ci-dessous :

$$R_p = R_{\text{Structure homogène}} + R_{\text{air incluant les ponts thermiques}} + R_{\text{doublage}} \quad (2)$$

Comme dans la partie précédente, les résistances thermiques surfaciques  $R_{Se}$  et  $R_{Si}$  ne seront pas pris en compte. La détermination se concentrera uniquement sur la résistance thermique de la paroi. En effet les calculs seront effectués à partir des mesures de température de surface.

#### 4.2. Résultats d'essai

Comme dans le cas de la paroi de référence homogène, l'analyse sera effectuée ici avec deux méthodes, le co-heating et l'utilisation de capteurs fluxmétriques.

Avec la méthode co-heating la résistance thermique de la paroi comprenant une couche d'air de 50 mm d'épaisseur est comprise entre 1,27 et 1,31 m<sup>2</sup>K/W. Dans ce cas les incertitudes de mesures sont comprises entre 9,25 and 18,73 %. Avec l'utilisation de capteur fluxmétrique la résistance thermique moyenne de la paroi est comprise entre 1,38 et 1,48 m<sup>2</sup>.K/W (Tableau 3). De plus on observe une influence de la position des capteurs de flux en hauteur et selon la face de la paroi (Tableau 4). Les résistances thermiques déterminées à partir des capteurs placés du côté froid sont plus faibles que celles déterminées à partir des capteurs positionnés du côté chaud.

$\Delta T_{\text{air}}$ [°C]	Moyenne HFM Interne	Moyenne HFM Externe	Co-heating
9,6	1,43 ± 0,24	1,38 ± 0,14	1,27 ± 0,24
14,4	1,43 ± 0,18	1,42 ± 0,11	1,31 ± 0,13
19,3	1,48 ± 0,19	1,41 ± 0,04	1,31 ± 0,12

Tableau 3 : Résistance thermique moyenne de la paroi pour les 2 méthodes expérimentales

$\Delta T_{\text{air}}$ [°C]	Côté chaud (Interne)			Côté froid (externe)		
	bas	milieu	haut	bas	milieu	haut
9,6°C	1,39	1,36	1,54	1,33	1,38	1,45
14,4°C	1,43	1,36	1,51	1,44	1,46	1,37
19,3°C	1,47	1,40	1,57	1,40	1,42	1,40

Tableau 4 : Résistances thermiques locales obtenus à partir des fluxmètres

Les thermogrammes infrarouges (Figure 8) montrent les montants en bois et les rails métalliques à l'intérieur de la structure. Si l'on regarde l'élément de surface en pointillé blanc, les deux lignes horizontales représentent deux rails métalliques et les deux lignes verticales représentent deux montants en bois et agissent comme des ponts thermiques. Les ponts thermiques refroidissent l'air et génèrent une stratification de la température dans la couche d'air, en bas l'air est froid (bleu violet) en haut l'air est chaud (jaune rouge). On observe bien une stratification de la couche d'air dans la paroi.

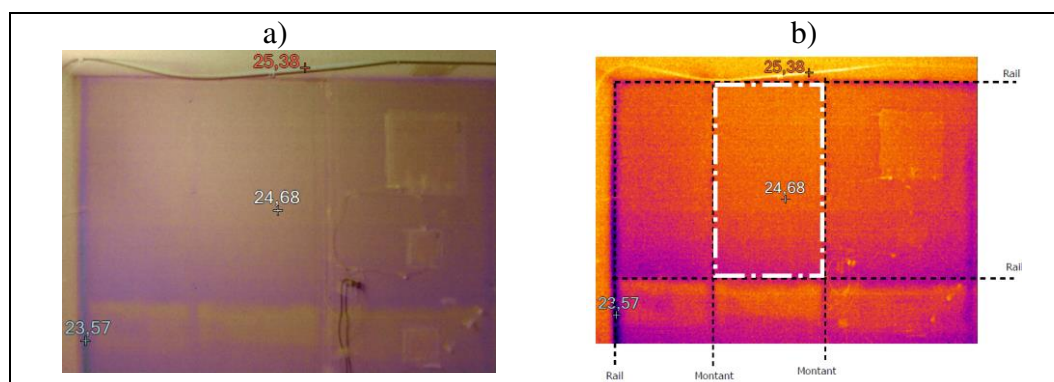


Figure 8 : a) Image de la paroi avec le thermogramme. b) thermogramme seul

## 5. Conclusion

Le but de l'étude présentée ici était de déterminer les conditions d'utilisation de différentes méthodes de la performance thermique des murs en y associant une incertitude expérimentale. Les tests ont été réalisés au sein d'une chambre thermique gardée, appelé REBECCA, développé pour être le plus proche possible d'un dispositif de Boite Chaude Gardée.

Il apparaît que dans le cas d'un matériau isolant homogène fonctionnant uniquement en conduction thermique, sans pont thermique, l'utilisation de capteurs fluxmétrique peut être envisagée pour évaluer la résistance thermique d'une paroi. Le transfert de chaleur est alors unidirectionnel. Dans ce cas, l'incertitude de mesure dépendra de la différence de température entre les deux côtés de la paroi et sera comprise entre 6 et 15%.

Dans le cas d'une structure hétérogène comprenant une couche d'air non ventilée, il apparaît que les résistances thermiques mesurées par les différentes approches sont très dispersées et donnent différentes valeurs de résistance thermique. De plus la présence d'élément de structure génère une stratification de la température dans la couche d'air et affecte les mesures. Le flux de chaleur mesuré par les capteurs fluxmétriques n'est pas représentatif du flux moyen traversant la paroi. Une partie de l'énergie mesurée est dissipée latéralement dans la couche d'air. La détermination de la résistance thermique locale à partir de l'équation de Fourier 1D ne peut plus être justifiée et génère une erreur significative.

La méthode de co-heating apparaît comme une méthode de référence pour estimer avec précision la performance thermique de structures homogène et hétérogènes.

## Références

- [1] S. Doran, Fields investigations of the thermal performance of construction elements as built, November 2000, Report BRE n° 78132, <http://projects.bre.co.uk/uvalues/U-values.pdf>.
- [2] ISO 8990 Thermal insulation -- Determination of steady-state thermal transmission properties -- Calibrated and guarded hot box

# Etude expérimentale des conditions de génération directe de vapeur d'un micro-cogénérateur à l'aide d'un concentrateur cylindro-parabolique

Simon MARTINEZ<sup>1\*</sup>, Ghislain MICHAUX<sup>1</sup>, Patrick SALAGNAC<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LaSIE, Université de La Rochelle, Av. M. Crépeau, 17042 La Rochelle Cedex 1, France

\* (auteur correspondant : [simon.martinez@univ-lr.fr](mailto:simon.martinez@univ-lr.fr))

**Résumé** - Le secteur du bâtiment est un important secteur de consommation d'énergie. En effet, il représente environ 40 % de l'énergie finale consommée en France. Dans un contexte d'économie d'énergie et d'épuisement de la ressource fossile, la micro-cogénération solaire (production simultanée d'électricité et de chaleur à partir de la ressource solaire) peut être une solution. Le prototype étudié est composé d'un concentrateur cylindro-parabolique de 46,5 m<sup>2</sup> couplé à un moteur à piston non lubrifié monocylindre assurant la production d'électricité à l'aide d'une génératrice. La production de chaleur est réalisée au niveau d'un condenseur et d'un échangeur à plaque en sortie de moteur. La mise en place d'un suivi deux axes afin de maximiser l'utilisation de la ressource solaire ainsi que la génération directe de vapeur au sein du concentrateur font l'originalité du projet. La génération directe de vapeur permet d'éliminer les pertes thermiques situées au niveau de l'évaporateur des systèmes utilisant des fluides organiques. Cependant, elle pose des problèmes techniques. En effet, afin de ne pas détériorer le fonctionnement du moteur, la vapeur à l'admission doit être surchauffée. Après un bilan énergétique de l'installation en fonctionnement nominal, cet article présente les résultats d'une campagne expérimentale qui a été menée afin de déterminer les paramètres de fonctionnement et environnementaux conditionnant la surchauffe de la vapeur en sortie du champ solaire. Les résultats mettent en évidence que les trois paramètres les plus influents sont le débit d'eau liquide en entrée du concentrateur, l'ensoleillement et la pression dans le champ solaire. Ces deux derniers paramètres étant respectivement incontrôlables et fixés par les conditions d'utilisation du moteur, une étude sur l'effet de la variation du débit a été menée. Les résultats de l'étude permettent de déterminer un débit critique à partir duquel la surchauffe est atteinte en sortie de champs solaire. Cette étude met également en évidence une instabilité du régime de surchauffe et conduit à envisager l'ajout d'une source d'appoint afin de garantir de bonnes conditions d'admission au moteur.

## Nomenclature

*DNI* directe normale, W.m<sup>-2</sup>  
*T* température, °C  
*P* pression, bar  
*Q* énergie thermique, kWh  
*W* énergie électrique, kWh

*Indices et exposants*  
*CLO* courtes longueurs d'ondes  
*GLO* grandes longueurs d'ondes  
*amb* ambiant  
surch surchauffeur

## 1. Introduction

Dans un contexte de raréfaction des ressources énergétiques fossiles et d'augmentation de la demande en électricité dans le secteur du bâtiment [1], le développement de nouvelles solutions technologiques pour répondre à ces contraintes semble nécessaire. Actuellement, la production d'électricité centralisée produit des pertes de chaleur dites fatales d'environ 60 % [2]. Technologie de production décentralisée, la micro-cogénération est par conséquent une solution pertinente. Elle consiste généralement en la production d'électricité et de chaleur sur le lieu de consommation permettant alors de réduire les pertes liées au transport et de répondre aux besoins en chauffage et en eau chaude sanitaire dans le bâtiment par récupération de la chaleur fatale. Le terme de « micro-cogénération » est employé lorsque la



puissance électrique délivrée est inférieure à 50 kW<sub>e</sub> [3]. L'Annexe 54 de L'IEA [4] s'intéresse aux systèmes de micro-cogénération applicables au secteur du bâtiment tels que les moteurs Stirling, les moteurs à combustion interne et les piles à combustible. Des études récentes concernant les systèmes de micro-cogénération sont disponibles dans la littérature [5, [6], 7, 8].

Concernant les applications solaires de petites puissances, deux catégories existent : les technologies photovoltaïques et thermodynamiques. Différentes études présentent des systèmes photovoltaïques avec récupération de chaleur [9, 10, 11]. Concernant les centrales thermodynamiques, nous pouvons différencier les centrales utilisant des huiles thermiques de celles utilisant de l'eau comme fluide de travail (génération directe de vapeur). Nous pouvons citer les projets Microsol [12] et Microsol-R [13] ayant pour objectif l'étude de centrales de petites puissances fonctionnant avec la technologie ORC.

En génération directe de vapeur, les études concernant les technologies de micro-cogénération solaire sont rares. On peut citer les travaux d'Almanza *et al.* [14] qui ont étudié le couplage d'un champ de capteurs cylindro-paraboliques d'une surface de 36,2 m<sup>2</sup> à un moteur à vapeur de 2,24 kW. Concernant le prototype Micosol considéré ici, des travaux antérieurs ont été menés par Bouvier *et al.* [15, 16, 17] dans le but de caractériser les performances du concentrateur solaire, du moteur, et de l'ensemble de l'installation. Ces travaux ont permis de déterminer que l'efficacité thermique du champ solaire est d'environ 40 %, de développer un modèle semi-empirique permettant de prévoir les performances du moteur et d'évaluer les performances globales de l'installation. Un surchauffeur électrique, situé en sortie de champs solaire, a été utilisé au cours de ces travaux afin d'assurer les conditions de surchauffe en entrée de moteur. Pour des installations de plus grandes tailles, d'importants travaux sur les stratégies de régulation des systèmes en génération directe de vapeur ont été menés [18, 19]. Les solutions proposées séparent les phases d'évaporation et de surchauffe (mode de recirculation) ou contrôlent la température en sortie de champ solaire en faisant varier les zones d'injections de liquide (injections multiples). La première solution est aujourd'hui la plus utilisée.

Dans cet article, nous nous proposons de caractériser les conditions de génération de la vapeur en sortie concentrateur cylindro-parabolique du prototype Micosol. Les travaux antérieurs ont décrit une faible influence de la température extérieure sur le rendement du concentrateur. Ainsi, les paramètres influençant la température de sortie de la vapeur (ou la qualité de la vapeur) en sortie de champ solaire sont, l'ensoleillement, la pression et le débit. Considérant que l'ensoleillement est une donnée d'entrée incontrôlable et que la pression de travail est imposée par le fonctionnement du moteur, nous nous intéresserons à l'effet de la variation du débit sur la température de la vapeur en sortie de champ solaire. Dans un premier temps, nous présentons le prototype Micosol puis les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de la présente étude sont présentés et discutés.

## 2. Présentation du prototype

Le projet Micosol [20] a pour objectif de développer un prototype de micro-cogénération à partir de l'énergie solaire concentrée. Pour cela, un système de tracking deux axes, deux lignes de miroirs cylindro-paraboliques et un moteur à vapeur à piston non lubrifié suivant le cycle de Hirn (Rankine avec surchauffe) sont utilisés [21]. Le prototype a été dimensionné pour fournir une puissance thermique et électrique de 20 et 2 kW respectivement.

Le prototype étudié est composé de quatre éléments : le champ de capteurs cylindro-paraboliques, le moteur à vapeur mono-cylindre, le système hydraulique (comprenant l'échangeur) et la boucle de refroidissement simulant la charge d'un bâtiment. La *Figure 1*



présente le schéma de principe de l'installation. De l'eau déminéralisée sous pression est injectée à un débit compris entre 20 et 40 kg/h dans le tube absorbeur situé au foyer optique des miroirs cylindro-paraboliques. Sous l'effet du flux solaire concentré, l'eau liquide est vaporisée et sort du champ solaire à l'état saturé ou surchauffé selon les conditions de fonctionnement et environnementales. La vapeur est ensuite détendue dans le cylindre d'un moteur à vapeur non lubrifié permettant la production d'électricité à l'aide d'une génératrice. En sortie de moteur, cette vapeur est condensée, la chaleur fatale récupérée au condenseur du moteur étant destinée à répondre aux besoins de chaleur d'un bâtiment.

L'installation peut fonctionner selon deux modes. La vapeur en sortie de concentrateur peut être dirigée directement vers le condenseur (by-pass du moteur). Ce mode de fonctionnement est généralement utilisé en début et en fin d'utilisation afin de ne pas détériorer le moteur en y injectant de l'eau liquide ou de la vapeur avec un titre massique trop faible. En mode nominal la vapeur est détendue directement dans le moteur.

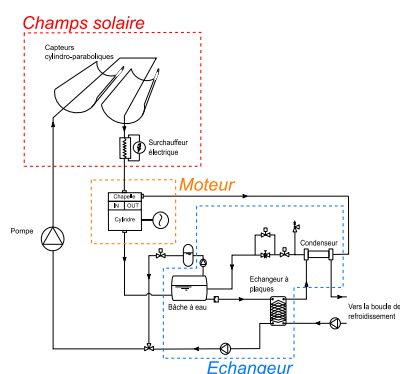


Figure 1 : Schéma de l'installation Micosol

Le champ solaire est constitué de deux lignes de capteurs cylindro-paraboliques (développés par la société Exosun) reliées en série. Elles offrent une surface de captation de 46,5 m<sup>2</sup>. Le tube absorbeur est protégé des intempéries par un tube en verre. L'espace entre le tube en verre et le tube absorbeur, occupé par de l'air à la pression atmosphérique, permet de réduire les pertes convectives avec l'air ambiant. Le suivi zénithal de l'installation est assuré par un servomoteur électrique permettant la mise en rotation des deux lignes de capteurs. Le suivi azimutal est assuré par deux servomoteurs électriques permettant la mise en rotation de l'intégralité de l'installation. Le *Tableau 1* présente les caractéristiques d'une ligne de concentrateurs.

Paramètres	Valeurs
Longueur	12 m
Largeur d'ouverture du miroir	1,94 m
Diamètre extérieur enveloppe en verre	60 mm
Diamètre extérieur absorbeur	34 mm
Absorptivité enveloppe en verre CLO	0,03
Transmittivité enveloppe en verre GLO	0,918
Emissivité enveloppe en verre GLO	0,89
Absorptivité absorbeur CLO	0,95
Facteur de concentration	18,2
Distance focale	0,35 m

Tableau 1 : Caractéristiques d'une ligne de concentrateurs

### 3. Résultats expérimentaux

#### 3.1. Essai avec moteur

Cet essai présente le fonctionnement du moteur lors d'une journée ensoleillée pour un débit nominal de 22 kg/h. Sur la *Figure 2* sont tracés l'évolution de la température en sortie du surchauffeur électrique (température d'admission du moteur), la puissance du surchauffeur, la puissance moteur ainsi que l'ensoleillement reçu par le concentrateur. L'essai débute à 10h avec activation du suivi solaire et du surchauffeur électrique. En effet, des essais précédents ont montré que, dans ces conditions de fonctionnement, il n'était pas possible d'obtenir de la vapeur surchauffée sans l'apport énergétique dû au surchauffeur.

La condition de démarrage du moteur est atteinte lorsque l'on obtient un régime de surchauffe stabilisé à l'admission. On mesure l'apparition de ce régime à partir de 11h30. A partir de 12h15, la température à l'entrée du moteur est stabilisée vers 400°C environ. Le moteur peut alors être mis en marche sans risque de détérioration et fournit une puissance avoisinant 1200 W sur une durée de deux heures. Pour cet essai, la pression à l'admission du moteur est réglée à 20 bars. On voit bien à travers cet essai que les conditions de surchauffe en sortie de concentrateur doivent être optimisées afin de limiter au maximum (voire supprimer) l'emploi d'un appoint électrique (non renouvelable). Dans la suite de ce travail, nous allons étudier et optimiser les conditions de surchauffe en sortie de champ solaire pour une pression de travail de 20 bars et un ensoleillement avoisinant 750 W/m<sup>2</sup>.

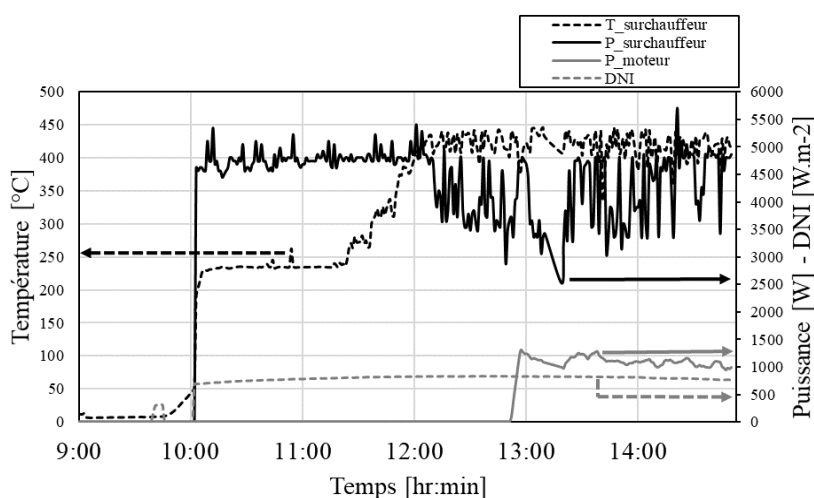


Figure 2 : Essai avec moteur

A partir de 13h, l'installation est en fonctionnement nominal avec production simultanée d'électricité et de chaleur. Afin de mieux comprendre les performances de l'installation, les puissances mises en jeu (production d'électricité et de chaleur, consommation du surchauffeur électrique et des auxiliaires, puissance de l'évaporateur solaire) sont déterminées et moyennées sur un pas de temps de cinq minutes (Figure 3).

L'analyse de ces résultats permet de calculer un rendement global de 70,2 %. Ce rendement est défini comme le rapport de la puissance récupérée nette (la puissance du surchauffeur est soustraite à la puissance électrique et thermique) sur la puissance solaire.

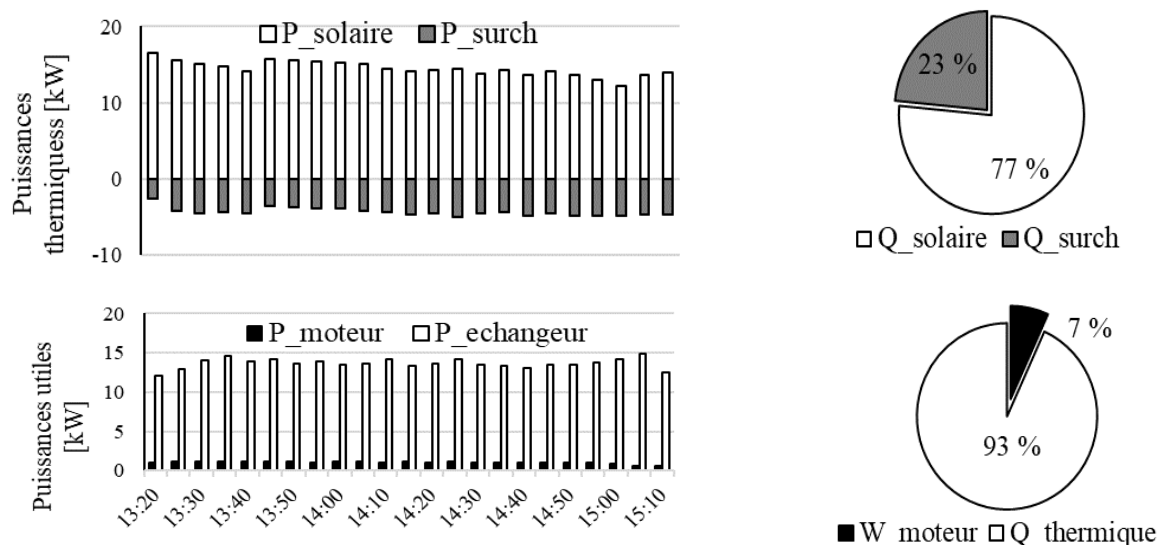


Figure 3 : Bilan énergétique de l'installation avec production d'électricité et de chaleur

### 3.2. Identification du débit critique

La première campagne expérimentale a été menée dans le but d'identifier un débit critique à partir duquel un régime de surchauffe est atteint en sortie du champ solaire pour des conditions d'ensoleillement et de pression fixées. Lorsque la température mesurée en sortie du champ solaire est supérieure à la température de saturation, le régime de surchauffe est atteint. On appelle  $T_{sortie}$  la température mesurée en sortie du champ solaire.

La Figure 4 présente les conditions de fonctionnement et environnementales au cours de l'essai. Le premier graphique présente l'évolution des conditions extérieures. L'irradiance directe normale (DNI) est relativement constante sur la durée de l'essai aux alentours de  $750 \text{ W/m}^2$ , valeur caractéristique d'une journée ensoleillée. L'évolution de la température ambiante augmente progressivement de  $12^\circ\text{C}$  en début d'essai à  $20^\circ\text{C}$  en fin d'essai.

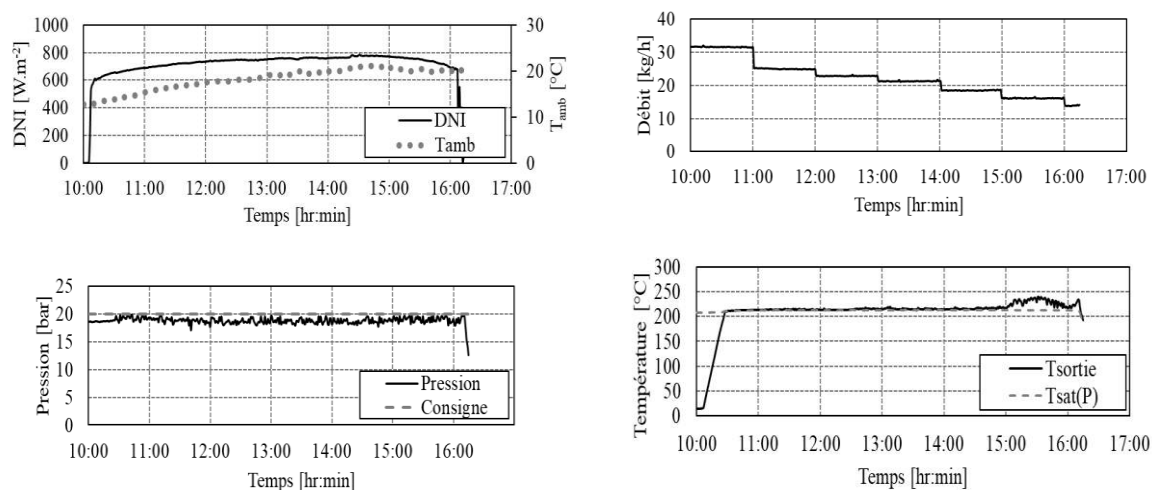


Figure 4 : Essai de caractérisation du débit critique (11/10/2017)

Le second graphique présente l'évolution du débit d'eau circulant dans le concentrateur. Afin d'observer le régime de surchauffe, des créneaux décroissants ont été imposés en faisant

varier la fréquence de la pompe en amont du champ solaire. Ces créneaux, d'une durée d'une heure chacun, correspondent à six valeurs de débit comprises 18 et 32 kg/h.

Le troisième graphique présente l'évolution de la pression dans le tube absorbeur. Cette pression est régulée à l'aide d'une électrovanne située en aval du champ solaire. On observe un bon accord entre la mesure et la pression de consigne fixée à 20 bars.

Le quatrième graphique présente l'évolution de la température en sortie de champs solaire ainsi que l'évolution de la température de saturation. On observe que la température de sortie est égale à la température de saturation entre 10h30 et 15h puis, pour un débit de 18 kg/h, supérieure à la température de saturation. La vapeur produite est donc surchauffée de 15h à 16h.

### 3.3. Essai en régime de surchauffe en sortie de concentrateur

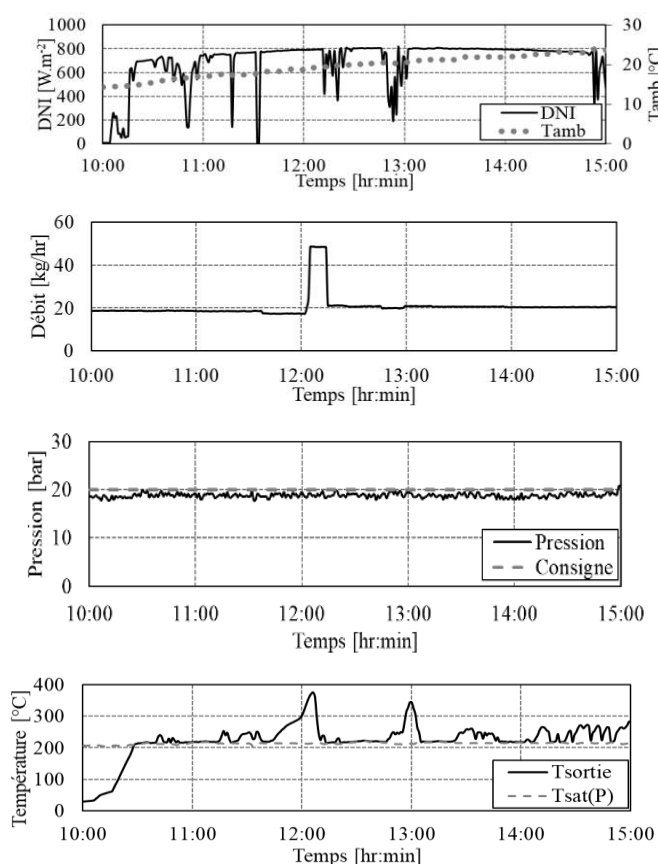


Figure 5 : Essai de caractérisation du régime de surchauffe (13/10/2017)

La Figure 5 présente les conditions de fonctionnement et environnementales au cours d'un essai réalisé à un débit constant de 18 kg/h, débit pour lequel une surchauffe en sortie a précédemment été obtenue. Le premier graphique présente l'évolution de l'irradiance directe normale et de la température ambiante. Comme pour l'essai précédent la température ambiante augmente progressivement au cours de l'essai, de 14 °C à 24 °C. Par contre, l'irradiance directe normale présente ici des fluctuations dues à des passages nuageux. Néanmoins, l'irradiance est relativement constante, avoisinant 800 W/m<sup>2</sup>, sur certaines périodes (entre 13h et 14h50 par exemple).

Le second graphique présente l'évolution du débit. Le débit est fixé à 18 kg/h en début d'essai. Une étude de sensibilité a alors été menée en faisant varier le débit de  $\pm 1$  kg/h autour de la valeur du débit critique. La forte augmentation du débit à 12h est expliquée par un

besoin de refroidissement du tube absorbeur afin de ne pas détériorer le traitement fortement absorbant réalisé en surface des absorbeurs.

L'évolution de la pression est présentée dans le troisième graphique. La consigne en pression était fixée comme précédemment à 20 bars.

Le quatrième graphique présente l'évolution de la température en sortie du concentrateur. Sur certaines périodes, le régime de surchauffe est atteint en sortie de champ solaire (à 10h45 et 11h30 notamment) et une importante sensibilité au débit de la température de sortie est constatée. A partir de 11h40, un débit de 17 kg/h est imposé. On observe alors une forte augmentation de la température de sortie de champ solaire (jusqu'à 390°C). Afin de ne pas détériorer l'installation en atteignant des températures trop importantes, la consigne de débit a été fixée à 48 kg/h pour diminuer la température dans le tube absorbeur. Une fois le régime de saturation établi en sortie, la consigne de débit a été fixée à 20 kg/h. A 12h50, un changement de la consigne en débit de 20 kg/h à 19 kg/h autorise à nouveau l'atteinte du régime de surchauffe. A 13h, la consigne de débit a été fixée à 20 kg/h ayant pour effet de diminuer la température de sortie jusqu'à la température de saturation. Notons également qu'une diminution de l'irradiance est mesurée à 13h. Par la suite, le débit en entrée de champs solaire a été fixé à 20 kg/h. Des alternances de régime saturé et surchauffé en sortie de champs solaire sont mesurées entre 13h et 15h démontrant la grande sensibilité de la surchauffe de la vapeur en fonction des conditions de fonctionnement et environnementales.

#### 4. Conclusion

L'étude expérimentale présentée a permis de déterminer les conditions d'obtention de vapeur surchauffée en sortie de champs solaire pour le prototype Micosol. Un débit critique minimal de 18 kg/h a été déterminé pour des conditions de fonctionnement normal de l'installation. La détermination de ce débit a permis l'étude plus approfondie du régime de surchauffe pour un essai au cours d'une journée perturbée par des passages nuageux. Les résultats montrent une difficulté à obtenir un régime stable de surchauffe en sortie de champ solaire, essentiellement due aux déperditions. Pour le fonctionnement optimal de l'installation, une source d'appoint en série de champ solaire apparaît nécessaire ici. Si on souhaite ne pas utiliser d'appoint, plusieurs pistes pourraient être envisagées notamment en modifiant l'installation afin de rajouter un séparateur liquide/vapeur en fin de première ligne ce qui permettrait de séparer les fonctions d'évaporation et de surchauffe [22] ou en réduisant les pertes thermiques (meilleure isolation des conduites évaporateur-moteur et mise sous vide de l'absorbeur).

#### Références

- [1] ADEME, « Chiffres clés du bâtiment », 2013.
- [2] M. Boudellal, *Cogénération et micro-cogénération : Solutions pour améliorer l'efficacité énergétique* Ed. 2. Dunod.
- [3] *DIRECTIVE 2004/8/EC OF THE EUROPEAN PARLIAMENT AND OF THE COUNCIL.*
- [4] « EBC Annex 54 Analysis of Micro-Generation & Related Energy Technologies in Buildings ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.iea-ebc.org/projects/completed-projects/ebc-annex-54/>. [Consulté le: 16-nov-2017].
- [5] E. S. Barbieri, P. R. Spina, et M. Venturini, « Analysis of innovative micro-CHP systems to meet household energy demands », *Appl. Energy*, vol. 97, p. 723-733, sept. 2012.
- [6] M. De Paepe, P. D'Herdt, et D. Mertens, « Micro-CHP systems for residential applications », *Energy Convers. Manag.*, vol. 47, n° 18-19, p. 3435-3446, nov. 2006.

- [7] M. Dentice d'Accadia, M. Sasso, S. Sibilio, et L. Vanoli, « Micro-combined heat and power in residential and light commercial applications », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 23, n° 10, p. 1247-1259, juill. 2003.
- [8] S. Martinez, G. Michaux, P. Salagnac, et J.-L. Bouvier, « Micro-combined heat and power systems (micro-CHP) based on renewable energy sources », *Energy Convers. Manag.*, vol. 154, p. 262-285, déc. 2017.
- [9] B. J. Huang, T. H. Lin, W. C. Hung, et F. S. Sun, « Performance evaluation of solar photovoltaic/thermal systems », *Sol. Energy*, vol. 70, n° 5, p. 443-448, janv. 2001.
- [10] M. Bakker, H. A. Zondag, M. J. Elswijk, K. J. Strootman, et M. J. M. Jong, « Performance and costs of a roof-sized PV/thermal array combined with a ground coupled heat pump », *Sol. Energy*, vol. 78, n° 2, p. 331-339, févr. 2005.
- [11] Y. Tripanagnostopoulos, « Aspects and improvements of hybrid photovoltaic/thermal solar energy systems », *Sol. Energy*, vol. 81, n° 9, p. 1117-1131, sept. 2007.
- [12] Antoine Mathieu, « Contribution à la conception et à l'optimisation d'une Microcentrale Solaire Thermo-électrique », Université de Lorraine, Vandoeuvre-Lès-Nancy, 2012.
- [13] « CNRS - Institut des sciences de l'ingénierie et des systèmes ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.cnrs.fr/insis/recherche/actualites-institutionnelles/2016/09/microsol-r.htm>. [Consulté le: 16-nov-2017].
- [14] R. Almanza et A. Lentz, « Electricity production at low powers by direct steam generation with parabolic troughs », *Sol. Energy*, vol. 64, n° 1, p. 115-120, sept. 1998.
- [15] J.-L. Bouvier, G. Michaux, P. Salagnac, F. Nepveu, D. Rochier, et T. Kientz, « Experimental characterisation of a solar parabolic trough collector used in a micro-CHP (micro-cogeneration) system with direct steam generation », *Energy*, vol. 83, p. 474-485, avr. 2015.
- [16] J.-L. Bouvier, V. Lemort, G. Michaux, P. Salagnac, et T. Kientz, « Experimental study of an oil-free steam piston expander for micro-combined heat and power systems », *Appl. Energy*, vol. 169, n° Supplement C, p. 788-798, mai 2016.
- [17] J.-L. Bouvier, G. Michaux, P. Salagnac, T. Kientz, et D. Rochier, « Experimental study of a micro combined heat and power system with a solar parabolic trough collector coupled to a steam Rankine cycle expander », *Sol. Energy*, vol. 134, p. 180-192, 2016.
- [18] M. Biencinto, L. González, et L. Valenzuela, « A quasi-dynamic simulation model for direct steam generation in parabolic troughs using TRNSYS », *Appl. Energy*, vol. 161, p. 133-142, janv. 2016.
- [19] M. Eck et T. Hirsch, « Dynamics and control of parabolic trough collector loops with direct steam generation », *Sol. Energy*, vol. 81, n° 2, p. 268-279, févr. 2007.
- [20] J.-L. Bouvier, « Étude expérimentale d'une installation de micro-cogénération solaire couplant un concentrateur cylindro-parabolique et un moteur à cycle de Hirn », La Rochelle, 2014.
- [21] Renaud Gicquel, « Cycles organiques de Rankine COR », [www.techniques-ingenieur.fr](http://www.techniques-ingenieur.fr), 10-sept-2016. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.techniques-ingenieur.fr/res/pdf/encyclopedia/42216210-be8048.pdf>. [Consulté le: 20-nov-2017].
- [22] M. Eck et E. Zarza, « Saturated steam process with direct steam generating parabolic troughs », *Sol. Energy*, vol. 80, n° 11, p. 1424-1433, nov. 2006.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la communauté d'agglomération de la ville de La Rochelle pour leur contribution financière au projet.

# Thème 14

## Biothermique, environnement

### Contents

---

Transferts de chaleur et condensation au sein d'un échangeur air-sol : modélisations numériques 2D/3D validées par des relevés expérimentaux . . . . .	952
Prédiction des transferts et de la croissance microbienne lors du transport de carcasses de porcs. . . . .	960
Étude du comportement transitoire d'un Cycle Organique de Rankine appliqué à l'Énergie Thermique des Mers . . . . .	968
Comparaison de systèmes de chauffage électrique : une étude expérimentale . . . . .	976

---

# Transferts de chaleur et condensation au sein d'un échangeur air-sol : modélisations numériques 2D/3D validées par des relevés expérimentaux

Geoffroy CHARDOME<sup>1\*</sup>, Véronique FELDHEIM<sup>1</sup>

<sup>1</sup>UMONS – Faculté Polytechnique – Service Thermique et Combustion

Rue de l'Épargne, 56 – 7000 Mons – Belgique

\* (auteur correspondant : geoffroy.chardome@heh.be)

**Résumé** - L'échangeur air-sol ou puits canadien est composé de tuyaux enterrés pour la ventilation hygiénique d'un bâtiment. Cet air transportant également de l'humidité, un phénomène de condensation va avoir lieu, créant un biotope particulier pouvant contaminer l'air hygiénique par la biocénose. Différents modèles numériques, validés par des relevés expérimentaux, ont été réalisés pour simuler les transferts de chaleur et la condensation sur une période d'un an.

## Nomenclature

$c$	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$K_D$	coefficient de diffusion de matière, $kg.s^{-1}.m^{-2}$
$\rho$	masse volumique, $kg.m^{-3}$	$Y_i$	titre massique, $kg_i.kg_{mélange}^{-1}$
$\lambda$	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	$i$	enthalpie par unité de masse de gaz, $J.kg_{air\ sec}^{-1}$
$a$	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	$c_v$	capacité thermique massique de la vapeur d'eau, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
$\varepsilon$	émissivité	$x$	humidité absolue, $kg_{eau}.kg_{air\ sec}^{-1}$
$T$	Température, °C	$x_{sat}$	humidité absolue à saturation, $kg_{eau}.kg_{air\ sec}^{-1}$
$\varphi$	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$	$L_c$	chaleur latente de condensation, $J.kg^{-1}$
$h$	coefficient de convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$	$\Phi$	flux de chaleur, $W$
$c_a$	capacité thermique massique de l'air sec, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$S$	surface, $m^2$
$c_H$	capacité thermique massique de l'air humide, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	$q$	débit massique, $kg.s^{-1}$
$Re$	nombre de Reynolds	$\epsilon_a$	erreur absolue, $K$
$Pr$	nombre de Prandtl		
$Nu$	nombre de Nusselt		
$f$	facteur de friction		
$M$	flux massique, $kg.s^{-1}.m^{-2}$		

## 1. Introduction

La présente étude a pour but de réaliser un modèle numérique permettant la simulation d'un échangeur air-sol afin de quantifier les condensats produits durant certaines périodes de l'année. En effet, les condensats stagnant dans un échangeur air-sol peuvent être à l'origine de développement de moisissures et de bactéries représentant un risque sanitaire qu'il est nécessaire d'étudier, bien que la présence de filtres au niveau du système de ventilation semble être une mesure suffisante pour éviter ce risque sanitaire, comme le démontrent les études [1] et [2].

Cet article traite de la réalisation du modèle numérique simulant le fonctionnement d'un échangeur air-sol et du phénomène de condensation. Il fait suite à deux précédents articles [3] et [4] qui reprennent les données détaillées de l'installation témoin, monitorée en continu, et dont les relevés permettent la validation des modèles numériques.



Nous proposons une étude prédictive sur la formation de condensats au sein de l'échangeur implémenté dans un modèle pseudo 3D à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics et d'une interface MATLAB. Cela permet la création d'une routine pour traiter les résultats en sortie de tronçon et définir les caractéristiques physiques de l'air à l'entrée du tronçon suivant ainsi que les condensats créés dans le tronçon. Le puits ayant une pente de 3%, les condensats apparus dans un tronçon s'additionnent tout au long du puits. Ces modélisations permettent de connaître les quantités de condensats présents dans le puits et leur température suivant le pas de temps choisi.

Les résultats obtenus par ces modélisations serviront à déterminer si les échangeurs air-sol peuvent représenter un risque sanitaire.

## 2. Dispositif expérimental

L'installation est située sur le site du Campus Technique de la Haute École en Hainaut (HEH) à Mons en Belgique.

Le puits canadien est réalisé en PEHD (Polyéthylène Haute Densité) et se compose d'un élément d'aspiration associé à un puits vertical d'un diamètre de 400mm qui s'enfonce dans le sol jusqu'à une profondeur de 1,25 m. Il est ensuite divisé en deux tuyaux ayant chacun un diamètre extérieur de 160 mm et formant un angle afin de s'assurer d'une distance de 1 m entre eux et ainsi éviter qu'un tuyau n'influence la température du sol situé autour du second. Une pente de 3% assure l'évacuation des condensats. Le débit d'air circulant dans le puits est de  $250 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ , nous considérons donc qu'un débit d'air de  $125 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  circule à l'intérieur de chacun des tuyaux.

L'installation est pourvue de thermocouples étanches et blindés afin d'éviter toute erreur de mesure liée à la condensation sur le thermocouple. Ils sont de type "T", donc composés de cuivre et de constantan (alliage de cuivre et de nickel). La précision est très importante et l'erreur absolue est de l'ordre de  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ .

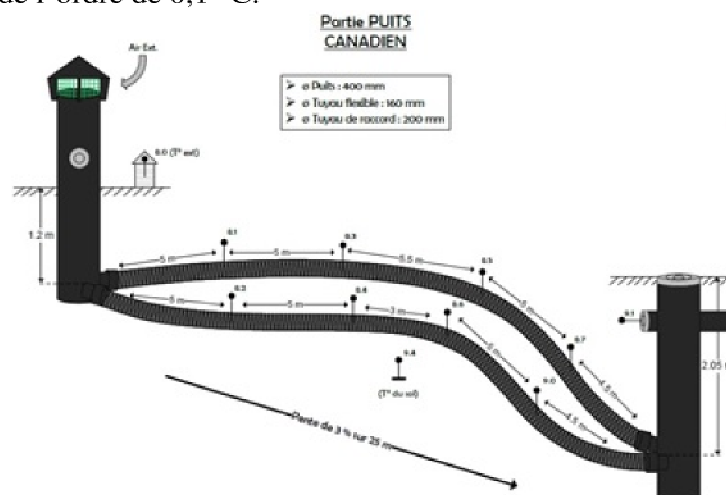


Figure 1 : Schéma de l'installation monitorée et emplacement des thermocouples.

La nappe phréatique se situe à une profondeur de 2,5m et la nature du sol est de type remblai sablo-caillouteux brunâtre non plastique dont les caractéristiques sont les suivantes :

	$c$	$\rho$	$\lambda$	$a$	$\varepsilon$
	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	
Sol	1000	1800	0,58	$3,222 \cdot 10^{-7}$	0,95

Tableau 1 : Caractéristiques physiques du sol

### 3. Modèles numériques 3D

Les modèles 3D utilisent la physique « transfert de chaleur dans les solides » pour modéliser le comportement thermique du sol et la physique « transfert de chaleur en conduite » pour la modélisation du puits. Ces physiques sont des modules directement disponibles dans le logiciel COMSOL.

Un modèle complet et un modèle simplifié ont été réalisés afin de comparer les résultats entre eux et avec les relevés expérimentaux pour vérifier les hypothèses simplificatrices appliquées au modèle pseudo 3D qui sont la non considération des parties verticales et des coudes.

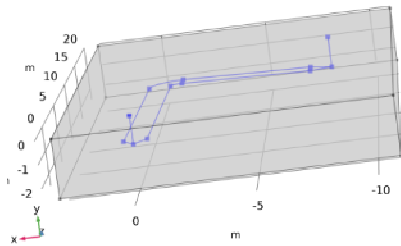


Figure 2 : Modèle 3D complet

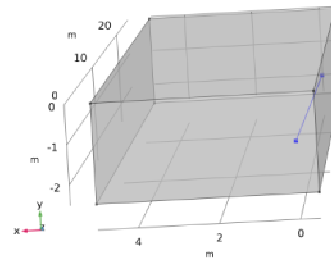


Figure 3 : Modèle 3D simplifié

#### 3.1. Condition initiale

La température de la matrice sol a été définie égale à la température du sol à une profondeur de 1m le 1er décembre 2014, date de début de simulation. Elle vaut 15,2 °C.

#### 3.2. Conditions limites des modèles 3D

Les conditions limites des modèles 3D sont identiques à celles du modèle pseudo 3D décrites au point suivant à l'exception de la frontière 5 remplacée ici par la physique « transfert de chaleur en conduite » et qui considère une résistance de film interne forfaitaire caractérisée par un nombre de Nusselt de 3,66 (calcul de la sous-couche visqueuse) pour les sections circulaires et un transfert de chaleur par conduction au sein du matériau composant le tuyau.

La frontière 4 du modèle simplifié est le plan de symétrie du modèle, elle est donc considérée comme adiabatique. Elle n'est pas reprise dans le modèle complet.

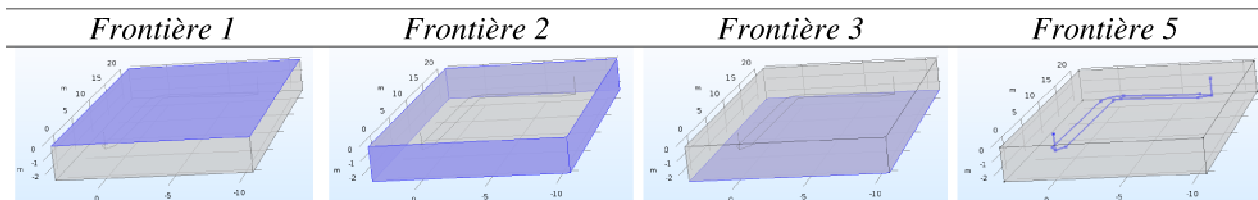


Tableau 2 : Conditions limites du modèle 3D complet

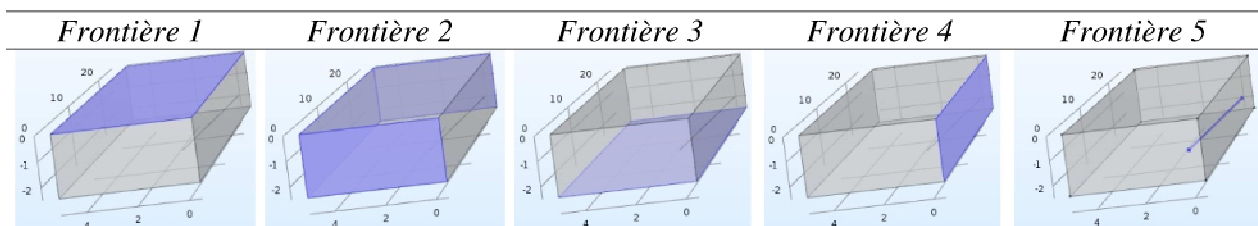


Tableau 3 : Conditions limites du modèle 3D simplifié

## 4. Modèle numérique pseudo 3D

Dans le modèle pseudo 3D, le puits est discrétisé sur sa longueur en différentes parties appelées tronçons. Le flux de chaleur échangé entre le sol et l'air intérieur du puits, et calculé dans la section 2D d'entrée du tronçon, est considéré comme uniforme au sein du tronçon.

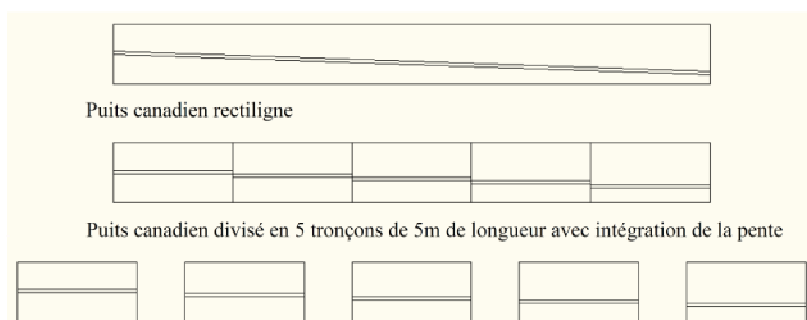


Figure 4 : Modélisation pseudo 3D, discrétisation du puits en différents tronçons.

Bien que différents modes de transfert de chaleur aient lieu au sein du sol, un modèle conductif pur est acceptable [5]. C'est généralement cette modélisation qui est rencontrée dans la littérature comme dans l'étude [6] faisant référence en la matière. Après analyses des deux modèles 3D, nous avons montré que les parties verticales du puits, ayant un diamètre intérieur important de 400 mm, ont un impact très limité sur les échanges de chaleur. Elles ne sont donc pas intégrées au modèle pseudo 3D.

La condition initiale est identique à celle des modèles 3D présentés précédemment.

### 4.1. Conditions limites du modèle pseudo 3D

Les différentes conditions limites du modèle pseudo 3D sont identifiées sur la figure 5.

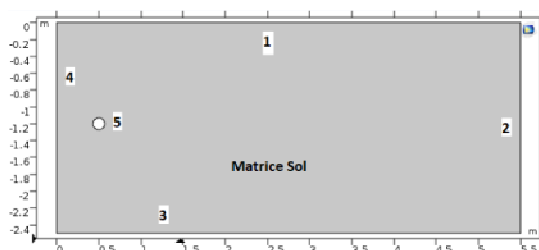


Figure 5 : Conditions limites du modèle pseudo 3D.

La frontière 1 représente l'interface entre le sol et l'ambiance extérieure. La conservation de l'énergie s'y exprime sous la forme :

$$\vec{n} \cdot (\lambda \cdot \vec{\nabla} T) = \varphi + h_{surface} \cdot (T_{ext} - T) + \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{amb}^4 - T^4) \quad (1)$$

Pour simplifier le modèle, la température  $T_{amb}$  est assimilée à la température  $T_{ext}$ . La frontière 2 est considérée comme étant adiabatique. La frontière 3 représente la nappe phréatique, c'est une condition de Dirichlet. La température a été définie comme étant la moyenne arithmétique des températures extérieures de l'année 2015, soit : 12,5 °C. La frontière 4 est le plan de symétrie du modèle et sera donc considérée comme étant adiabatique. La frontière 5 représente l'intérieur du tube. Dans un premier temps, seuls les échanges par convection seront considérés. C'est donc une condition de Fourier (voir algorithme sur la figure 6). Dans un second temps, le phénomène de condensation sera pris en compte et une condition de Neumann sera ajoutée. La conservation de l'énergie s'y exprime sous la forme :

$$\vec{n} \cdot (\lambda \cdot \vec{\nabla} T) = \underbrace{h_{tube} \cdot \frac{c_a}{c_H} \cdot (T_{air} - T_{paroi})}_{\text{Condition de Fourier}} + \underbrace{\varphi_0}_{\text{Condition de Neumann}} \quad (2)$$

$T_{paroi}$  varie en fonction du nœud considéré, raison pour laquelle une valeur moyenne  $T_{paroi,m}$  est calculée. Cette valeur renvoyée par le modèle permet, ayant connaissance de la température de l'air et de sa vitesse, de calculer le Re, le Pr et le Nu pour déterminer le coefficient de convection entre l'air situé dans le tronçon et la paroi intérieure du tuyau.

Le f et le Nu ont été calculés suivant la formule de Gnielinski [7] :

$$f = (0,790 \cdot \ln Re - 1,64)^{-2} \quad \text{applicable pour des tubes lisses} \quad (3)$$

$$Nu = \frac{\frac{f}{8} \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12,7 \cdot \left(\frac{f}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \quad \text{applicable pour } \left[ \begin{array}{l} 0,5 < Pr < 2000 \\ 2300 < Re < 5 \cdot 10^6 \end{array} \right] \quad (4)$$

Les nombres de Prandtl et de Reynolds sont respectivement de l'ordre de 0,716 et de  $22 \cdot 10^3$  au sein du puits.

Pour déterminer s'il y a condensation, le x de l'air en entrée du tronçon est comparé au  $x_{sat}$  pour  $T_{paroi,m}$  à chaque pas de temps. Si x est supérieur à  $x_{sat}$ , il y a condensation et il faut déterminer  $\varphi_0$ . La loi de Fick, qui permet d'estimer le transfert de matière entre deux milieux de titre massique différent, appliquée à notre cas d'étude, peut s'écrire :

$$M = K_D \cdot (Y_{air} - Y_{sat}) \quad (5)$$

Sachant que pour un mélange air-eau le nombre de Lewis est considéré comme égal à 1, nous pouvons établir que pour le refroidissement d'air humide en contact direct avec une paroi, le flux total échangé vaut :

$$\varphi_{tot} = \frac{h_{tube}}{c_H} \cdot \left( i_{air} - i_{sat}(T_{paroi,m}) \right) \quad (6)$$

Nous devons mettre cette équation 6 sous la forme de l'équation 2 pour déterminer le flux à reprendre au niveau de la frontière 5. Après résolution, nous obtenons :

$$\varphi_0 = \frac{h_{tube}}{c_H} \cdot \left( c_v \cdot (x \cdot T_{air} - x_{sat}(T_{paroi,m}) \cdot T_{paroi,m}) + L_c \cdot (x - x_{sat}(T_{paroi,m})) \right) \quad (7)$$

#### 4.2. Intégration le long du tube pour le modèle pseudo 3D avec condensation

Cette intégration se fait suivant l'algorithme de résolution illustré en figure 6 et expliqué ci-après. Le résultat de la simulation 2D (COMSOL sans condensation) donne la température moyenne au droit de la paroi du tube pour chaque heure. Avec cette température  $T_{paroi,m}$  nous pouvons calculer le  $x_{sat}$  et comparer cette valeur au x en entrée de tronçon. Pour chaque pas de temps, un flux est calculé suivant l'équation 7 lorsqu'il y a condensation et pris égal à 0 lorsqu'il n'y en a pas. Ce flux de chaleur est ajouté à la frontière 5 du modèle COMSOL et une nouvelle simulation nous permet de déterminer le flux de chaleur total échangé  $\Phi_{tot}$ , en faisant l'hypothèse de la constance de ce flux sur tout le tronçon, entre la surface interne du tuyau et l'air qui circule à l'intérieur, ainsi qu'une nouvelle température  $T_{paroi,m}$ .

$$\Phi_{conv} = h_{tube} \cdot (T_{paroi,m} - T_{air,in}) \cdot S_{tronçon} \quad (8)$$

Connaissant  $\Phi_{tot}$  et  $\Phi_{conv}$ , nous pouvons calculer  $\Phi_{lat}$  lorsqu'il y a condensation et les conditions de température et d'humidité absolue en sortie de tronçon, en considérant  $c_H$  comme constant le long du tronçon.

$$\Phi_{tot} = \Phi_{conv} + \Phi_{lat} = q_{air} \cdot c_H (T_{air,out} - T_{air,in}) + q_{air} \cdot L_c \cdot (x_{air,out} - x_{air,in}) \quad (9)$$

La température et l'humidité absolue de l'air à la sortie du tronçon considéré sont alors renvoyées dans le modèle comme étant la température de l'air et l'humidité absolue à l'entrée du tronçon suivant.

Le débit de condensat produit est ensuite calculé pour le tronçon considéré afin de déterminer la quantité totale de condensat produit dans l'ensemble du puits à chaque pas de temps.

$$q_{cond} = \frac{\Phi_{lat}}{L_c} \quad (10)$$

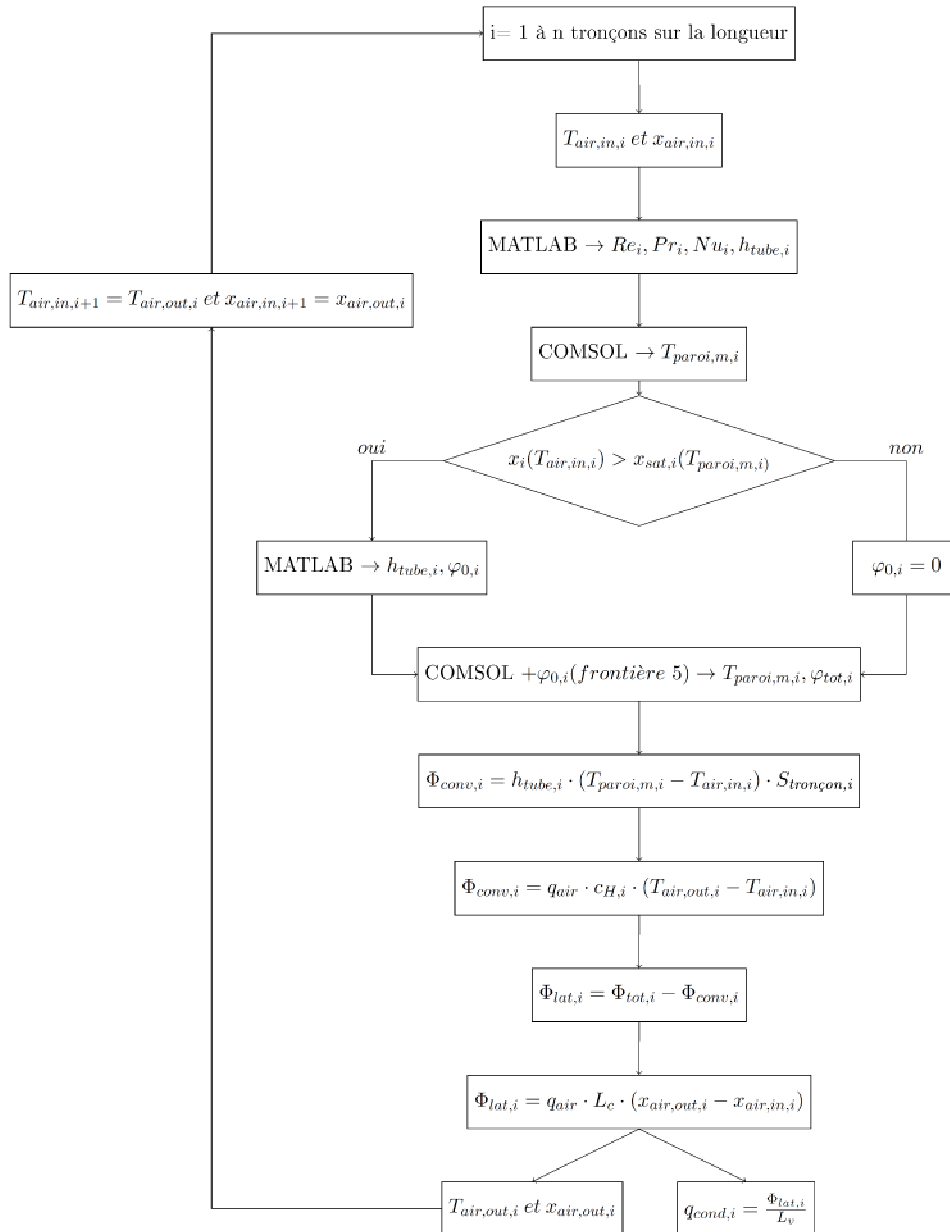


Figure 6 : Algorithme de résolution du problème pseudo 3D instationnaire en tenant compte de la condensation

## 5. Résultats des simulations numériques

Afin de comparer la précision des différentes simulations, nous avons calculé la différence de température entre les valeurs mesurées et les valeurs simulées pour l'ensemble de l'année

2015. Nous avons ensuite calculé une moyenne des valeurs absolues des erreurs suivant la formule :

$$\epsilon_a = \frac{\sum_{i=1}^{8760} |T_{\text{mesurée } i} - T_{\text{simulée } i}|}{8760} \quad (15)$$

Une étude paramétrique a été réalisée dans [4] qui a conclu que le modèle pseudo 3D sans condensation optimum était un puits discrétisé en cinq tronçons dont la pente du puits est prise en compte et pour lequel la profondeur de chaque tronçon sera donc différente.  $\rho$  est de  $1800 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $c$  de  $1000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $\lambda$  de  $0,58 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . La profondeur de la nappe phréatique étant variable tout au long de l'année, une profondeur de 2,5 m a été retenue. Les coefficients de convection au niveau de la paroi du tube et du sol ont été considérés comme variables et calculés pour chaque pas de temps et chaque tronçon. Le coefficient de convection au niveau de la surface du sol a été calculé avec un écoulement considéré comme étant longitudinal et parallèle à une plaque plane de longueur  $d$  égale à 55 m. Le maillage a été choisi de manière semi-automatique et défini par le logiciel comme étant "Normal".

	<i>3D simplifié</i>	<i>3D complet</i>	<i>Pseudo 3D Sans condensation</i>	<i>Pseudo 3D Avec condensation</i>
$\epsilon_a$	0,95	0,92	0,70	0,72

Tableau 4 : Moyenne des erreurs absolues pour les différentes simulations par rapport aux relevés

Au vu des résultats on peut confirmer les hypothèses simplificatrices faites sur le modèle 3D simplifié et les modèles pseudo 3D. La prise en compte de la condensation n'impacte pas significativement les résultats des simulations. Cela est dû aux faibles quantités de condensats produites au cours de l'année comme illustré figure 7.

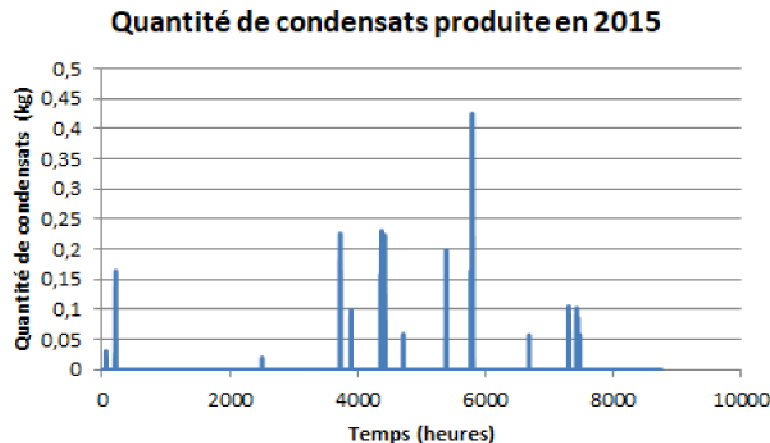


Figure 7 : Quantité de condensats produite en 2015 dans un des deux tubes sur base du modèle pseudo 3D.

La quantité totale de condensats produite au sein du puits (2 tubes) durant l'année 2015 est de 25,22 kg. C'est au cours des mois de juin, juillet et août que l'essentiel de la condensation a lieu. En dehors de cette période, nous constatons une faible production de condensats ayant lieu aux alentours du 10/01/2015. Celle-ci est due à des températures largement supérieures aux normales de saison ainsi qu'à un taux d'humidité relative assez élevé.

Les températures de l'air en sortie du puits sont assez proches de la température des condensats produits, nous pouvons donc constater que ceux-ci auront des températures comprises entre  $3^{\circ}\text{C}$  et  $23^{\circ}\text{C}$ , ces températures sont très propices au développement de microorganismes psychrophiles.

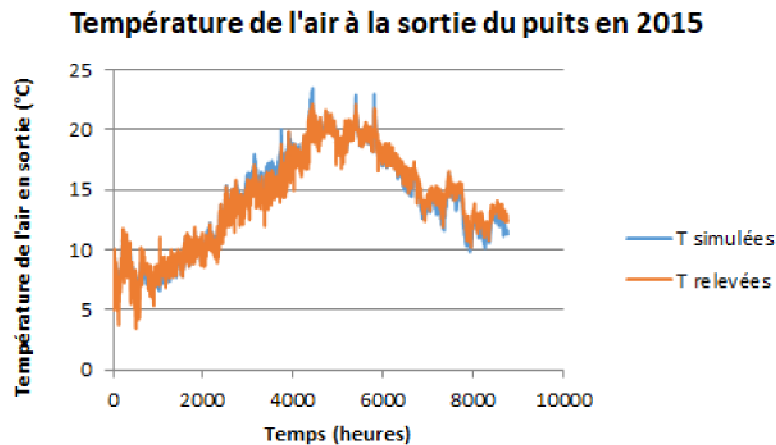


Figure 8 : Températures de l'air à la sortie du puits relevées et simulées sur base du modèle pseudo 3D avec condensation.

## 6. Conclusion

Nous pouvons conclure que le modèle numérique pseudo 3D développé donne des résultats vérifiés par les relevés expérimentaux et pourra servir de base pour la caractérisation du biotope. Nous pourrions étudier la biocénose en réalisant des relevés expérimentaux afin de connaître les différentes espèces présentes à l'aide d'analyses microscopiques, de mises en culture et d'analyses métagénomiques. Les microorganismes étant identifiés, nous pourrions estimer s'il y a un risque sanitaire en comparant les conditions de croissance des microorganismes pathogènes avec les caractéristiques du biotope obtenues à l'aide de notre modèle numérique.

## Références

- [1] S.Déoux, *Mission d'évaluation sanitaire du puits canadien - Siège social du Groupe Millet*, Medieco (2011)
- [2] M. Barbat, *Nettoyabilité des puits climatiques*, Costic (2012)
- [3] G. Chardome, V. Feldheim, *Analyses expérimentale et numérique des performances énergétiques d'un puits canadien*. Congrès Français de Thermique (Toulouse - Mai 2016)
- [4] G. Chardome, V. Feldheim, *Modélisations numériques 2D/3D d'un échangeur air-sol validées par des relevés expérimentaux*. Congrès Français de Thermique (Marseille - Mai 2017)
- [5] P. Burton, *Analyse et simulation numérique des performances du stockage géothermique de l'énergie solaire pour chauffer des bâtiments*. Master's thesis, Faculté Polytechnique de Mons (2006).
- [6] P. Hollmuller, *Utilisation des échangeurs air/sol pour le chauffage et le rafraîchissement des bâtiments*. Thèse de doctorat à la Faculté des Sciences - Université de Genève (2002)
- [7] A.F. Mills, *Heat Transfer*, McGraw-Hill Inc. ,US (1992)

# Prédiction des transferts et de la croissance microbienne lors du transport de carcasses de porcs

Mouna MERAI<sup>1</sup>, Onrawee LAGUERRE<sup>1</sup>, Steven DURET<sup>1</sup>, Laurent GUILLIER<sup>2</sup>, Denis FLICK<sup>3\*</sup>

<sup>1</sup> Irstea, UR GPAN, 1 rue Pierre-Gilles de Gennes, 92761 Antony

<sup>2</sup> Université Paris-Est, Anses, 23 Av du Général de Gaulle, 94706 Maisons-Alfort

<sup>3</sup> UMR Ingénierie Procédés Aliments, AgroParisTech, INRA, Université Paris-Saclay, 91300 Massy

\*(auteur correspondant : denis.flick@agroparistech.fr)

**Résumé** - Lors du transport de carcasses de porcs, plusieurs facteurs influencent l'évolution de la charge microbienne notamment la température et l'activité de l'eau qui dépendent des transferts de chaleur et d'eau au sein et autour des carcasses. Une expérimentation a été réalisée sur une maquette à l'échelle ~1/3 d'un camion frigorifique chargé de carcasses pour déterminer l'hétérogénéité des coefficients de transfert. Un modèle a ensuite été développé pour simuler les transferts de chaleur et de matière au niveau du jambon de la carcasse. Enfin, ce modèle de transfert a été couplé à un modèle de microbiologie prédictive.

## Nomenclature

$c_{sat}$	concentration de vapeur saturante $\text{kg.m}^{-3}$	$x^*$	position adimensionnelle dans le camion
$D$	diffusivité massique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	$X_w$	fraction massique en eau
$L_v$	enthalpie de vaporisation, $\text{J.kg}^{-1}$	$\phi$	densité de flux évaporatoire, $\text{kg.s}^{-1}\text{m}^{-2}$
$N$	population microbienne, $\text{UFC.cm}^{-2}$		

## 1. Introduction

Dans le but de prévenir le développement des bactéries pathogènes qui contaminent la viande lors des opérations d'abattage, la législation impose l'utilisation du froid immédiatement après l'inspection post mortem des carcasses. Afin d'assurer une bonne qualité technologique de la viande, il est important de bien maîtriser la cinétique du refroidissement pour permettre une bonne maturation de la viande sans mettre en péril sa qualité sanitaire [1]. Selon la réglementation européenne (CE n°853/2004), la viande doit être réfrigérée dans les chambres froides de l'abattoir pour atteindre une température à cœur ne dépassant pas 7°C avant toute opération de manutention des carcasses comme le transport ou la découpe.

Toutefois, dans le cas des carcasses de porc, les microorganismes sont essentiellement aérobies et se développent quasi exclusivement à la surface de la viande. De ce fait, l'EFSA a adopté en 2014 un nouvel avis scientifique qui a conclu que la température de surface est un indicateur plus approprié de la croissance bactérienne. Par conséquent, des dérogations ont été adoptées pour permettre le transport de carcasses n'ayant pas atteint la température réglementaire à cœur (< 7°C) mais pour des durées de transport n'excédant pas les 2 heures.

Plusieurs études ont porté sur l'estimation des coefficients de transfert au niveau d'une carcasse de viande [2,3,4] mais à notre connaissance aucune n'a investigué le cas d'un chargement complet. Par ailleurs, des hétérogénéités de température ont été constatées selon la position dans un camion frigorifique [5]: produit plus froid près du soufflage d'air et plus chaud en arrière du camion. Du point de vue de la sécurité sanitaire des carcasses de viande, il est donc nécessaire de pouvoir identifier les zones mal ventilées où les coefficients de transfert convectif sont les plus faibles. Connaissant la valeur de ces coefficients de transfert,



il est possible de modéliser les transferts de chaleur et d'eau au sein des carcasses. Un modèle de microbiologie prédictive permet ensuite d'estimer la croissance microbienne en fonction des évolutions de température et d'activité de l'eau en surface.

On présente ici une méthodologie expérimentale de mesure du coefficient de transfert convectif dans une maquette (échelle  $\sim 1/3$ ) de semi-remorque chargée de carcasses de porc puis un modèle (2D) permettant de prédire l'évolution au cours du transport de la température, de l'activité de l'eau et de la charge microbienne à la surface de la viande (au niveau du jambon) exposée à différentes conditions ambiantes telles que rencontrées dans un camion frigorifique. L'effet du coefficient de transfert convectif, de la diffusivité de l'eau, de la température initiale de la carcasse, de la température et de l'humidité relative de l'air ont été étudiés.

## 2. Estimation des coefficients de transfert

### 2.1. Montage expérimental

La configuration de transport étudiée (nombre de rails, disposition) a été choisie en fonction des configurations les plus communément observées dans le transport à longue distance des carcasses de porc (Figure 1a) par nos partenaires (Institut Français du Porc, Culture Viande). La configuration étudiée correspond à une semi-remorque réfrigérée d'une longueur interne de 13,3 m et chargée de 215 carcasses de porc accrochées sur 5 rails.

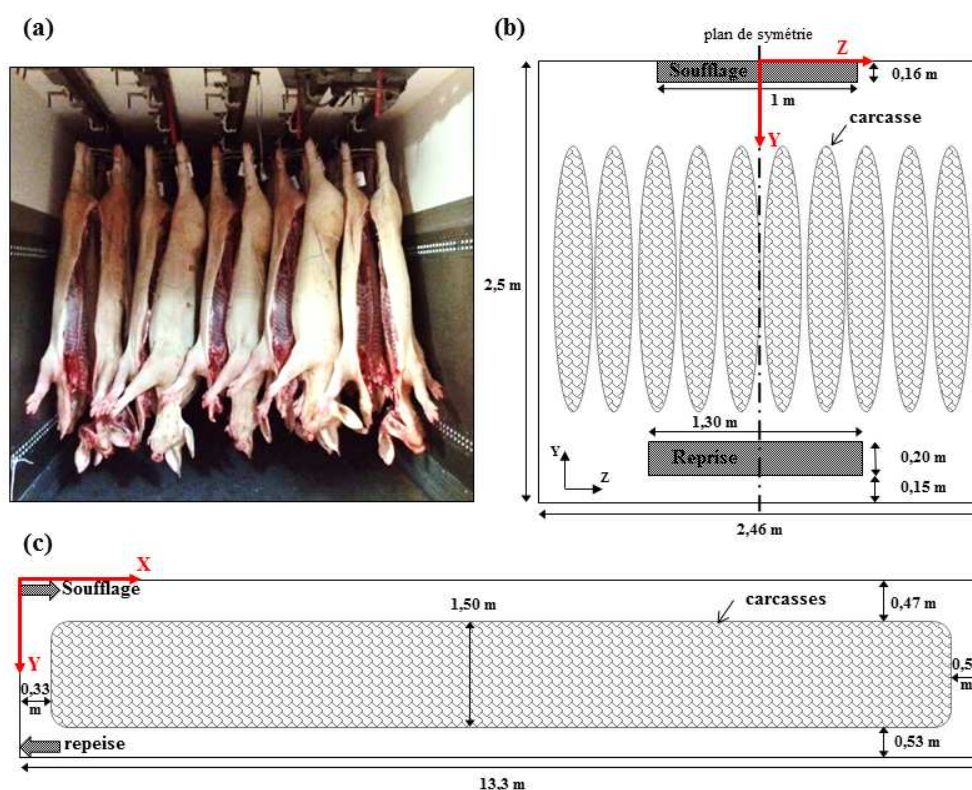


Figure 1 : Semi-remorque chargée de carcasses de porc (a) configuration réelle ; (b) schéma de la vue de face et (c) schéma de la vue de côté.

Pour mener nos expériences en utilisant des dimensions raisonnables, une semi-remorque à l'échelle réduite avec un rapport (échelle réduite / échelle réelle) de  $1/3,3$  ( $745 \times 757 \times 4000$  mm) a été utilisée. Une étude aérodynamique y a été préalablement réalisée [6]

Deux demi-carcasses en plâtre (à l'échelle 1/3,3) incluant chacune un panneau chauffant (Vulcanic-France, puissance max 96 W) ont été fabriquées. La forme des panneaux a été choisie pour obtenir un chauffage assez uniforme. Des capteurs de flux thermique (Captec-France) circulaires (30 mm de diamètre) à surface cuivrée (sensibilité nominale  $0,6 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ ) ont été collés à la surface des demi-carcasses en plâtre. Des thermocouples de type T préalablement étalonnés ont été placés à la surface du plâtre proche des fluxmètres et dans l'air ambiant (du côté du jambon et de l'épaule). Un coefficient de transfert local a ainsi pu être estimé à partir de la densité de flux thermique et de l'écart de température entre la surface du plâtre et l'air mesurés en régime permanent. Toutes les autres demi-carcasses ont été fabriquées en mousse de polyuréthane.

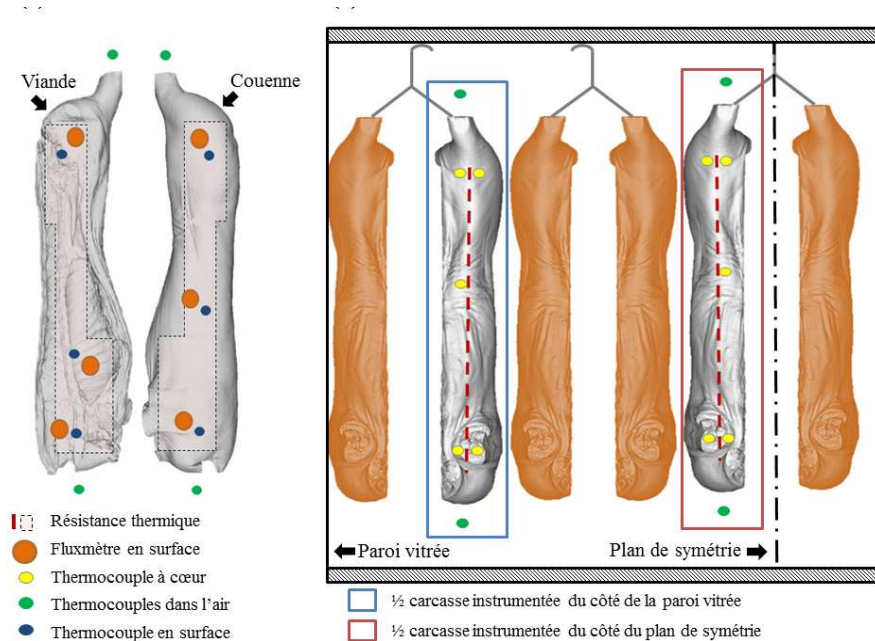


Figure 2 : Instrumentation des demi-carcasses en plâtre

Les deux demi-carcasses chauffées à une puissance de 45 W ont été placées à différentes positions dans la maquette de camion. Les acquisitions de température et de flux ont été réalisées toutes les minutes à l'aide d'une centrale de mesure (Keysight 34970A) et d'un logiciel d'acquisition (Agilent bench link data). Après environ 6h, le régime permanent est atteint et l'on effectue une moyenne des données sur une durée d'une heure. Des essais préliminaires ont été réalisés dans la position  $x^* = 3/8$  dans l'objectif de vérifier la reproductibilité des mesures. Sans que l'on touche aux carcasses, de nouvelles mesures donnent des coefficients très proches des premières (écart  $\leq 3\%$ ). Si l'on décroche et raccroche les carcasses chauffantes, les nouvelles mesures varient un peu par rapport aux premières (écarts  $\leq 13\%$ ).

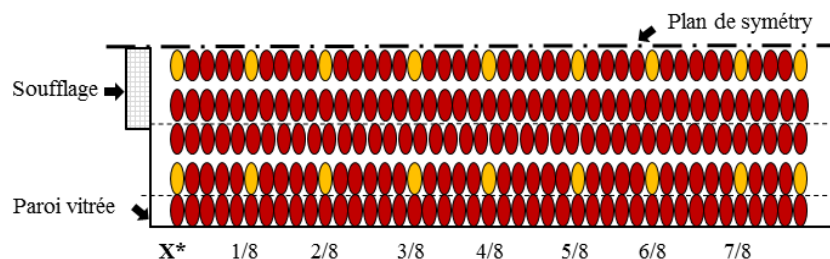


Figure 3 : Vue de dessus de la moitié du camion chargé de carcasses de porc montrant la position (en jaune) des demi-carcasses instrumentées pour la mesure du coefficient de transfert convectif

Les expérimentations ont été réalisées en respectant l'analogie de Reynolds, ce qui fait que les vitesses ont été multipliées par 3,3. En toute rigueur, il faudrait tenir compte des différences de propriétés physique de l'air entre la température réelle ( $\sim 4^{\circ}\text{C}$ ) et celle des expérimentations ( $\sim 20^{\circ}$ ) mais cet effet est faible comparé aux autres approximations faites; ainsi on suppose que le nombre de Prandtl reste quasiment inchangé. Du point de vue de la convection forcée, on obtient donc les mêmes valeurs du nombre de Nusselt au niveau de la maquette qu'à l'échelle réelle puisque  $\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr})$ . Il en découle que l'estimation du coefficient de transfert à l'échelle réelle est 3,3 plus faible que celle mesurée sur la maquette. La convection naturelle n'a pas pu être prise en compte dans cette étude, car la conservation du nombre de Grashoff se traduirait par des écarts de températures 36 ( $3,3^3$ ) fois plus élevés qu'en réalité ce qui est inenvisageable. Les valeurs du coefficient du transfert convectif (transposé à l'échelle réelle) au niveau des jambons à différentes positions dans la semi-remorque sont présentées dans la figure 4.

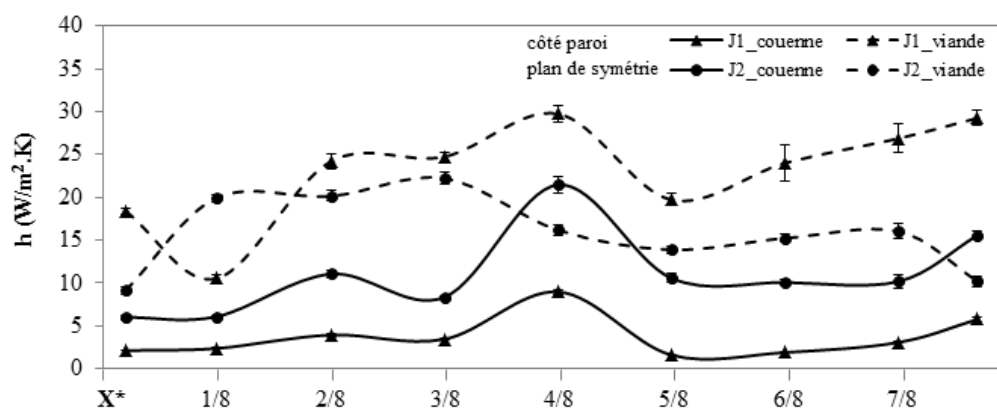


Figure 4. Coefficient de transfert convectif à la surface des jambons le long de la semi-remorque.

Les résultats des mesures du coefficient du transfert convectif montrent de grandes variations : de  $1,6 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  à  $29,7 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ . On observe que, presque partout, le coefficient de transfert du côté de la couenne est plus faible que du côté viande. Cela s'explique essentiellement par le fait qu'avec le système de suspension retenu, les jambons sont à touche-touche du côté de la couenne alors que l'espace libre pour la circulation d'air est plus important entre les demi-carcasses (d'un même animal) côté viande. Le risque bactériologique étant plus élevé pour la viande que pour la couenne ce système d'accrochage semble adapté puisqu'il permet d'avoir partout un bon échange avec l'air côté viande ( $h > 10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ). De grands écarts sont observés aussi bien d'un endroit à un autre d'une demi-carcasse (couenne vs viande) qu'entre deux localisations, même assez voisines dans le véhicule ( $x^* = 4/8$  vs  $x^* = 5/8$ ). Ces variations sont principalement liées aux caractéristiques de l'écoulement d'air autour du produit (vitesse et turbulence) et aux caractéristiques du produit lui-même (forme, dimensions, position par rapport à la direction de l'air [7]). Ces observations sont similaires à celles de [8]: certaines parties du produit sont exposées à de grandes valeurs de vitesse d'air alors que d'autres sont dans des positions où l'air est quasiment stagnant. L'étude aérodynamique réalisée précédemment [6] a en effet mis en évidence des zones de faible circulation. Néanmoins elle ne permet pas de connaître le champ des vitesses de façon détaillée autour de chacune des carcasses.

Il est à noter qu'à l'échelle de la maquette (dimension  $\times 1/3,3$ , vitesse de soufflage  $\times 3,3$ ), pour des écarts de température surface/air comparables à la réalité (de l'ordre de  $10^{\circ}\text{C}$ ), le nombre de Richardson est très faible, seul l'intensité des transferts par convection forcée y donc estimée. Dans les zones à faible convection forcée d'un camion réel, la convection naturelle pourrait y améliorer les échanges.

### 3. Modélisation des transferts couplés de chaleur et d'eau ; impact sur la croissance microbienne

Les transferts de chaleur et d'eau ainsi que l'impact sur la croissance microbienne ont été simulés sur une section horizontale de la carcasse à mi-hauteur du jambon. Cette section a été approchée par une forme elliptique ( $d_1=16\text{cm}$ ,  $d_2=24\text{cm}$ ), avec une épaisseur de couenne ( $\sim 1\text{cm}$ ) d'un côté et un os près du centre. L'approche 2D est justifiée par le fait que la carcasse est à ce niveau assez proche d'un cylindre. Le modèle tient compte de la conduction dans tout le domaine (avec des propriétés différentes pour la couenne, la viande et l'os), de la diffusion de l'eau (uniquement dans la viande), des échanges couplés de chaleur et de matière (évaporation) au niveau de la surface. Côté couenne on ne considère pas d'évaporation de l'eau. Un coefficient de transfert convectif uniforme a été appliqué car bien que l'expérimentation ait montré des différences entre deux positions particulières (côté muscle /côté couenne) nous ne connaissons pas la variation du coefficient tout autour de la forme elliptique de la section de jambon. L'analogie de Chilton-Colburn a été utilisée pour estimer le coefficient de transfert de matière à partir du coefficient de transfert de chaleur. Le modèle primaire de croissance microbienne est du premier ordre sans latence.

#### 3.1. Equations constitutives

Les équations de diffusion de l'eau et de conduction s'écrivent :

$$\frac{\partial X_w}{\partial t} = \bar{\nabla} \cdot (D \bar{\nabla} X_w) ; \quad \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \bar{\nabla} \cdot (\lambda \bar{\nabla} T) \quad (1-2)$$

Les conditions aux limites s'écrivent :

$$\phi = -\rho D \bar{\nabla} X_w \cdot \bar{n} = k(a_w(X_w) c_{sat}(T) - H_r c_{sat}(T_a)) ; \quad -\lambda \bar{\nabla} T \cdot \bar{n} = h(T - T_a) + L_v \phi \quad (3-4)$$

(coté couenne, il n'y a pas évaporation  $\phi = 0$ )

L'activité de l'eau est fonction de la fraction massique en eau en surface de la viande [9]

$$a_w = 0,993 \exp(-0,0204 X_w^{-1,96}) \quad (5)$$

La croissance microbienne est supposée proportionnelle à  $(T - T_{min})^2$  où  $T_{min}$  est la température en-dessous de laquelle la croissance est nulle et à  $(a_w - a_{w,min})$  où  $a_{w,min}$  est l'activité de l'eau en-dessous de laquelle la croissance s'arrête.

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \alpha (T - T_{min})^2 \frac{a_w - a_{w,min}}{1 - a_{w,min}} N \quad (6)$$

La simulation a été d'abord réalisée dans un cas de référence avec les valeurs suivantes (couramment rencontrées dans la pratique et/ou dans la littérature) :

$$h = 10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}, T_a = 0^\circ\text{C}, HR=90 \%, \text{ (conditions opératoires)}$$

$$T_i = 15^\circ\text{C} \text{ (uniforme)}, X_{w,i} = 0,75 \text{ kg eau / kg total (conditions initiales)}$$

$$D = 10^{-10} \text{ m}^2\text{s}^{-1} [10], \alpha = 0,003 \text{ h}^{-1}\text{K}^{-2}, T_{min} = 0^\circ\text{C}, a_{w,min} = 0,90 .$$

puis l'influence de plusieurs paramètres a été étudié : coefficient de transfert convectif ( $h=3$  et  $h= 20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ), diffusivité de l'eau dans le muscle ( $D= 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ), humidité relative ( $HR=75 \%$ ), température d'air ( $T_a=5^\circ\text{C}$ ) et température initiale ( $T_i=10^\circ\text{C}$ ).

### 3.2. Résultats des simulations

La figure 5 montre l'évolution du champ de température dans le cas de référence. La température de surface décroît rapidement ( $\sim 2$ h) en-dessous de la température recommandée de  $7^\circ\text{C}$ . En réalité, au début de l'étape de transport la température n'est pas uniforme, pour affiner l'analyse on pourrait simuler préalablement le refroidissement en chambre froide d'abattoir. Le point le plus chaud met par contre plus de 6h pour atteindre  $7^\circ\text{C}$  ( $\sim 9$ h). La dissymétrie observée provient, d'une part, du fait que le gras a une conductivité moindre que le muscle, d'autre part du refroidissement lié à l'évaporation du côté muscle. On observe d'ailleurs que si on ne prend pas en compte l'effet évaporatif, la dissymétrie est beaucoup plus réduite et la température de surface nettement plus élevée à la surface de la viande ( $4,9^\circ\text{C}$  après 6h au lieu de  $3,8^\circ\text{C}$ ). Il est donc indispensable de prendre en compte le couplage des transferts.

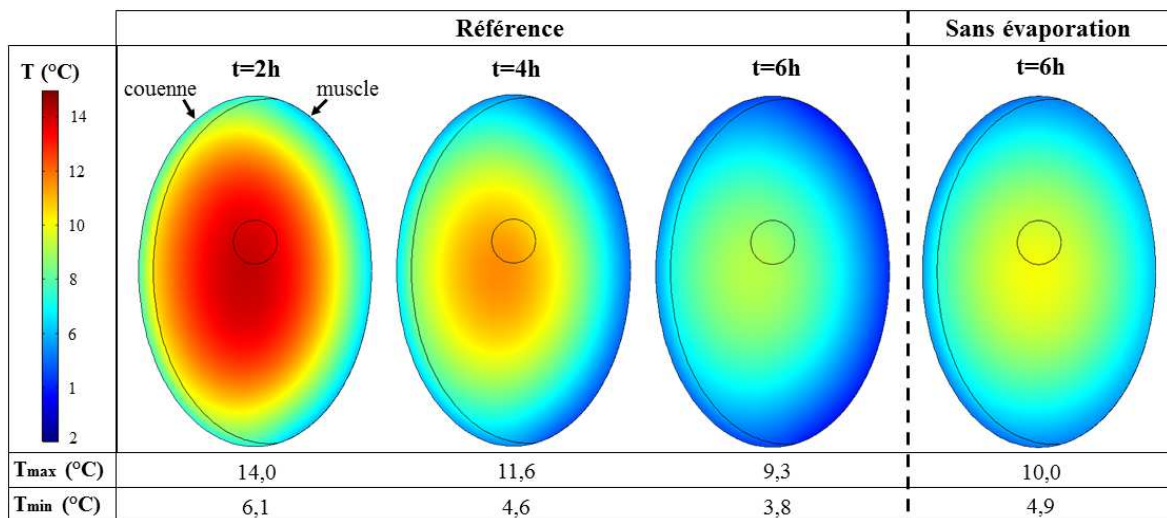


Figure 5 : Champ de température : cas de référence avec/sans prise en compte de l'évaporation

La figure 6 montre l'évolution de la fraction massique en eau. On observe que la déshydratation est très localisée en surface ( $\sim 2$  mm au bout de 6h). Pour la valeur considérée d'humidité relative (90 %) la fraction massique en eau reste toujours assez élevée en surface ( $X_w > 0,5$ ).

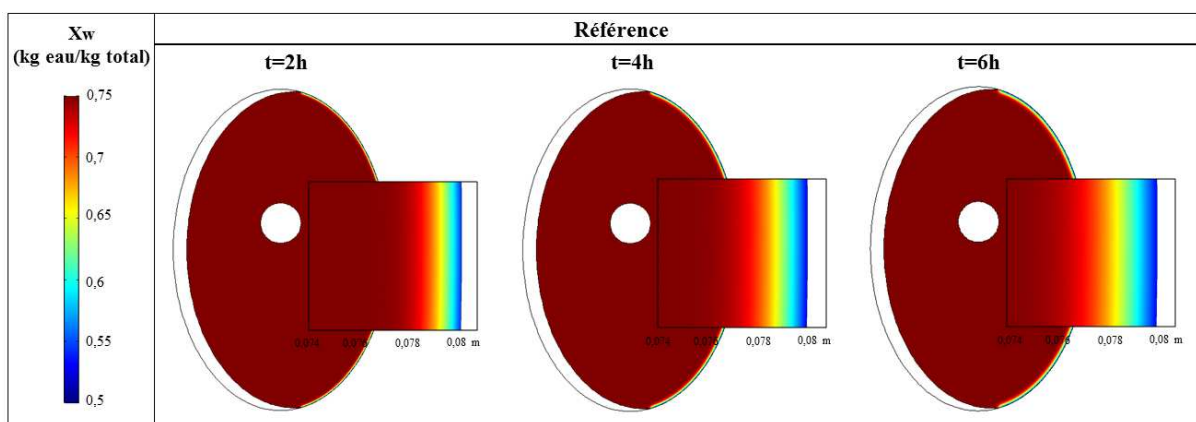


Figure 6 : Champ de la fraction massique en eau dans le muscle : cas de référence



La figure 6 montre l'évolution de plusieurs variables en fonction du temps pour différentes conditions. A chaque fois, un seul paramètre a été modifié par rapport au cas de référence. La température à cœur reste quasiment inchangée pendant environ 2h alors que celle de surface descend très rapidement durant la première heure. Toute deux décroissent évidemment d'autant plus vite que le coefficient de transfert est grand et que l'air est froid. La diffusivité de l'eau et l'humidité relative ont peu d'influence sur la température à cœur. Par contre, la température de surface est plus faible lorsqu'on réduit l'humidité de l'air (pour  $a_w=1$  elle tendrait vers la température du bulbe humide d'autant plus basse que HR est bas).

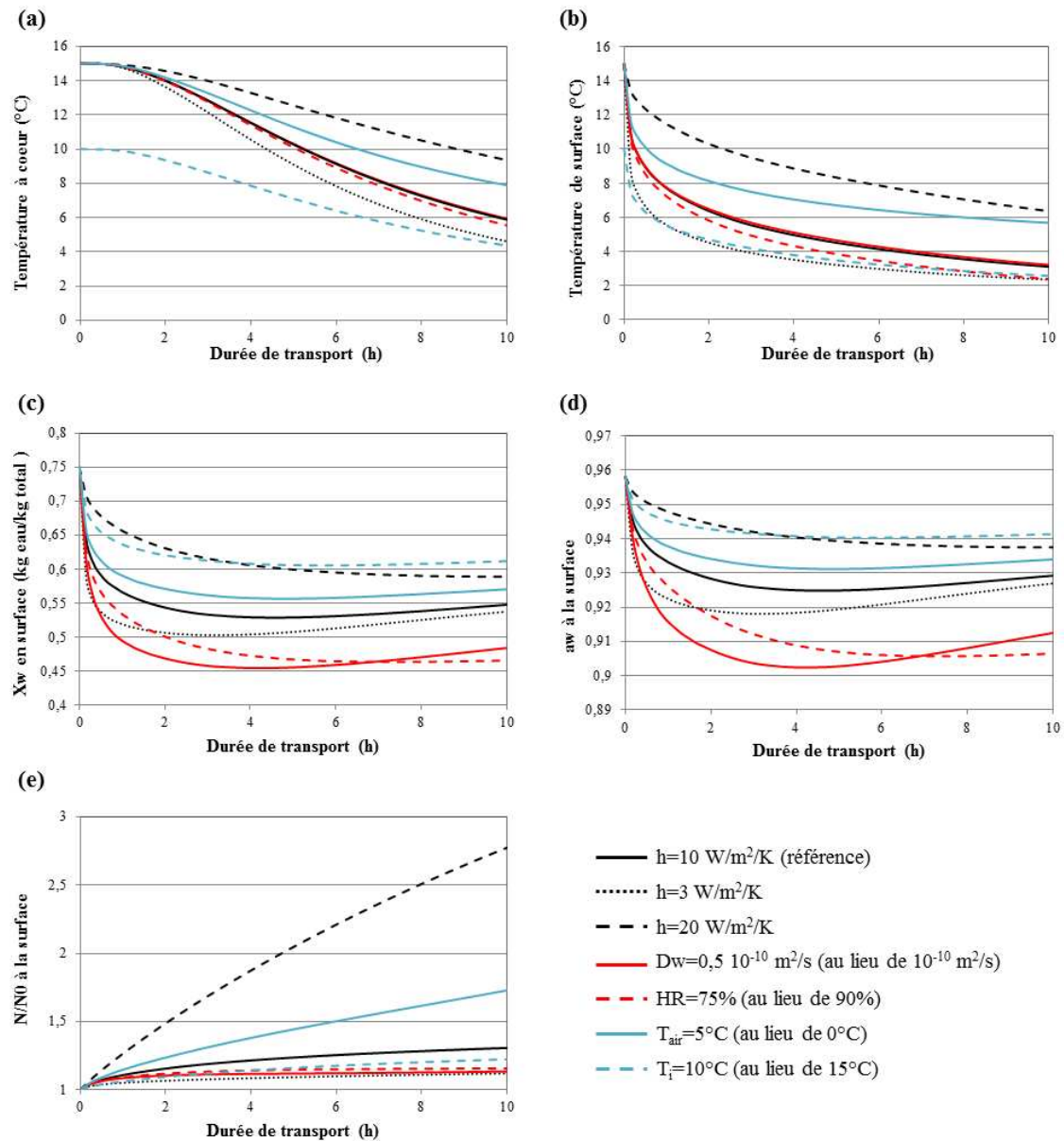


Figure 7 : Evolution au cours du temps de la température à cœur (centre de l'ellipse) de la température en surface du muscle (à mi-hauteur), de la fraction massique et de l'activité de l'eau en surface et de l'augmentation relative de la charge microbienne en surface de la viande.

La teneur en eau et son activité décroissent rapidement pendant la première heure. Elles peuvent remonter légèrement entre 3h et 6h. Cette allure est liée à la forte évaporation en début de processus lorsque la température de surface est encore élevée. D'ailleurs la concentration de vapeur d'eau en équilibre avec la surface :  $a_w(X_w)c_{\text{sat}}(T)$  (non représentée) diminue quant elle de façon monotone. Pour les valeurs de référence de la diffusivité et de

l'humidité relative, l'activité de l'eau se situe toujours nettement au-dessus de  $a_{w.min}=0,90$ . La croissance microbienne est donc modérément ralentie par la déshydratation dans ces cas. Par contre, une diffusivité de l'eau plus faible où une humidité d'air plus faible renforce la déshydratation, l'activité d'eau frôle alors parfois  $a_{w.min}$  stoppant quasiment le développement microbien. C'est bien ce que l'on constate sur les courbes d'augmentation relative de la charge microbienne ( $N/N_0$ ) : celles correspondant à  $D=0.5 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$  (au lieu de  $10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$ ) ou à  $HR=0,75\%$  (au lieu de 90%) sont plus basse que dans le cas de référence. Comme attendu, si la température de l'air est plus élevée ( $5^\circ\text{C}$  au lieu de  $0^\circ\text{C}$ ) ou si le coefficient de transfert est plus bas ( $3 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  au lieu de  $10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) l'augmentation de la charge microbienne est significativement plus importante. Il faut cependant noter que même dans le pire des cas étudiés ( $h = 3 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ) au bout de 10 h, l'augmentation décimale :  $\log_{10}(N/N_0)$ , qui est l'unité habituelle en microbiologie, reste inférieure à 1.

#### 4. Conclusion

Le coefficient de transfert convectif à la surface de carcasses de porcs transportées en semi-remorque frigorifique a été déterminé expérimentalement en différentes positions au niveau de la carcasse et au niveau du camion sur une maquette à échelle réduite. Une grande variabilité a été observée ( $1,6 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  à  $29,7 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ ). Les transferts couplés de chaleur et d'eau ont été simulés sur une section de jambon dans différentes conditions. Les résultats des simulations numériques mériteraient d'être validés mais cela n'est malheureusement pas possible à l'échelle maquette. Un modèle microbiologique simple a ensuite permis d'estimer la croissance en fonction de l'évolution de la température et de l'activité de l'eau en surface de la viande. Moyennant l'identification des paramètres spécifiques à la croissance de certains microorganismes, cette approche pourrait être utilisée pour actualiser la réglementation en matière de transport de carcasses de viande.

#### Références

- [1] J.W.Savel, S.L.Muller, B.E.Baird. The chilling of carcasses. *Meat Science*, 70 (2005), 449-459
- [2] A.Kondjoyan, J.D.Daudin, Heat and mass transfer coefficients at the surface of a pork hinderquarter. *J of Food Eng.* 32 (1997), 225-240.
- [3] M.B.Harris, J.K.Carson, J.Willix, S.J.Lovatris, Local surface heat transfer coefficients on a model lamb carcass. *J of Food Eng.*, 61 (2004) 421-429
- [4] J.Willix, M.B.Harris, J.K.Carson, Local surface heat transfer coefficients on a model beef side. *J of Food Eng.*, 74 (2006), 561-567
- [5] J.Moureh, M.S.Tapsoba, E.Derens, D.Flick, Air velocity characteristics within vented pallets loaded in a refrigerated vehicle with and without air ducts. *Int. J of Refrig.*, 32 (2009) 220-234.
- [6] M.Merai, D.Flick, L.Guiller, S.Duret, O.Laguerre. Experimental characterization of airflow inside a refrigerated trailer loaded with carcasses *Int. J of Refrig.*, in press.
- [7] P.Verboven, B.Nicolai, N.Scheerlinck, J.Baerdemaeker, The local surface heat transfer coefficient in thermal food process circulations: a CFD approach. *J of Food Eng.* 33 (1997) 15-35.
- [8] A. Kondjoyan, A review on surface heat and mass transfer coefficients during air chilling and storage of food products. *Int. J of Refrig.* 29 (2006) 863-875.
- [9] T Rougier, C.Bonazzi, J.D.Daudin, Modeling incidence of lipid and sodium chloride contents on sortion curves of gelatine in the high humidity range. *LWT* 40 (2007) 1798-1807
- [10] F.J.Trujillo, C.Wiangkaew, Q.T.Pham, Drying modeling and water diffusivity in beef meat. *J of Food Eng.*, 78 (2007) 74-85

Ce travail de recherche a été réalisé dans le cadre de DIM ASTREA (Région Ile-de-France)

# Etude du comportement transitoire d'un cycle organique de Rankine appliqué à l'énergie thermique des mers

Alexandre DIJOUX<sup>1,2\*</sup>, Frantz SINAMA<sup>1</sup>, Olivier MARC<sup>1</sup>, Bertrand CLAUZADE<sup>2</sup>, Jean CASTAING-LASVIGNOTTES<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PIMENT (Physique et Ingénierie Mathématiques pour l'Energie, l'environnement et le bâtiment)

Université de La Réunion, 40 avenue de Soweto – 97410 Saint-Pierre, Ile de La Réunion, France

<sup>2</sup>NAVAL Energies

Indret 44620 La Montagne, France

\*(auteur correspondant : alexandre.dijoux@univ-reunion.fr)

**Résumé** - Un modèle dynamique d'un Cycle Organique de Rankine (ORC) appliqué à l'Energie Thermique des Mers a été développé en utilisant un modèle à frontières mobiles pour les échangeurs de chaleur. La simulation de la réponse à un échelon descendant en débit de fluide de travail a alors été réalisée avec comme paramètres d'entrées les caractéristiques d'un Prototypage A Terre (PAT ETM) à La Réunion. Les résultats montrent que le temps de réponse d'un tel système est relativement court (inférieur à 2 minutes) et qu'une utilisation de l'ETM non seulement comme moyen de production de base mais aussi comme outil pour réguler les instabilités sur un réseau électrique est envisageable.

## Nomenclature

$A$	section de passage, m <sup>2</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$c_p$	capacité calorifique massique, J/kg/K	$\alpha$	coefficient d'échange, W/m <sup>2</sup> /K
$C_v$	coefficient de débit, -	$\gamma$	titre en vapeur moyen, -
$h$	enthalpie spécifique, J/kg	$\eta$	rendement, -
$L$	longueur, m	$\rho$	masse volumique, kg/m <sup>3</sup>
$\dot{m}$	débit massique, kg/s	$\omega$	fréquence de rotation, Hz
$S$	surface d'échange, m <sup>2</sup>	<i>Indices et exposants</i>	
$P$	pression, Pa	$e$	entrée
$\dot{Q}$	puissance thermique, W	$s$	sortie
$\dot{q}$	puissance thermique linéique, W/m	$p$	paroi
$T$	température, K	$is$	isentropique
$t$	temps, s	$turb$	turbine
$z$	abscisse le long d'un échangeur, m	$sat$	saturation

## 1. Introduction

Dans la ceinture intertropicale, l'eau de mer de surface se trouve à une température significativement supérieure à celle des eaux des profondeurs (entre 23 et 30 °C en surface et 5 °C à 1000 m de profondeur) [1]. L'Energie Thermique des Mers (ETM) consiste à exploiter cette différence de température comme une ressource d'énergie convertible en électricité via un cycle thermodynamique ouvert ou fermé. Le Cycle Organique de Rankine (ORC) est une solution fiable et qui présente de faibles coûts d'investissement et de maintenance [2].

Pour que la ressource puisse être exploitable, la différence de température entre l'eau de surface et celle des profondeurs doit être suffisamment importante (idéalement supérieure à 20 °C) et la profondeur nécessaire doit être atteinte suffisamment proche des côtes. Les îles tropicales se prêtent donc particulièrement bien à l'utilisation de l'ETM. A l'île de La Réunion,



les températures de l'eau de mer en surface varient annuellement entre 23 °C en hiver et 28 °C en été [3]. Ces variations sont répétables et prévisibles. De plus, à une échelle de temps d'une journée cette température peut être considérée comme constante [3]. L'eau de mer des profondeurs, quant à elle, est à une température constante toute l'année avoisinant 5 °C à 1000 m de profondeur [4]. Pour toutes ces raisons, l'ETM est considérée comme une source d'énergie stable, pouvant être utilisée comme moyen de production de base.

Néanmoins, malgré le caractère stable de la ressource, l'étude du comportement dynamique d'un système ETM présente plusieurs intérêts. D'une part, l'utilisation d'un modèle dynamique pourrait permettre de définir les meilleures stratégies de démarrage ou de mise à l'arrêt de l'installation. D'autre part, à l'île de La Réunion, les énergies renouvelables intermittentes, comme le solaire ou l'éolien, présentent un fort taux de pénétration dans le réseau électrique. De plus, du fait de l'insularité, ce réseau est non-interconnecté et l'intermittence peut provoquer des instabilités [5]. Ce résultat nous montre qu'avoir une bonne connaissance de la pilotabilité des moyens de production est essentiel pour les gestionnaires de réseau, en particulier en milieu insulaire. A l'opposé des centrales thermiques usuelles qui présentent une inertie relativement élevée, l'ETM utilise des sources quasi-infinies et à température constante qui permettent de modifier rapidement leurs débits sans impact sur leurs températures. Les temps de réponse d'un tel système sont donc plus courts, et pourraient permettre une modulation de puissance dans un objectif de régulation du réseau lorsque cela est nécessaire.

Le comportement dynamique d'une centrale ETM flottante a été étudiée par Kayton [6] afin d'analyser sa réponse à des oscillations de débits provoquées par le tangage. Une étude dynamique a également été menée par Bai *et al.* [7], en considérant toutefois un cycle d'Uehara au lieu d'un ORC. Ils ont obtenu des temps de réponse de l'ordre de 2 à 3 minutes suite à un échelon de débit. Les différentes études dynamiques sur l'ETM se concentrent sur les procédures de conduite pour le démarrage et la mise à l'arrêt, ou la réponse au tangage, mais la possibilité d'utiliser un ORC appliqué à l'ETM non seulement comme une ressource d'énergie de base, mais également comme une opportunité de réguler les fluctuations du réseau électrique n'a donc pas encore été étudiée.

D'un autre côté, plusieurs travaux de recherche ont été menés à propos de la modélisation en dynamique d'ORC appliqués à différentes sources de chaleur. Les principaux composants d'un ORC sont les échangeurs de chaleur, la pompe et la turbine. Les durées des transitoires de la pompe et de la turbine sont souvent négligées devant celles des échangeurs de chaleur. Aussi des modèles statiques sont utilisés pour ces deux composants [8]. La dynamique d'un ORC est donc majoritairement définie par l'évaporateur et le condenseur. Wei *et al.* [9] ont étudié le comportement transitoire d'un ORC en comparant deux approches pour la représentation des échangeurs de chaleur : un modèle discrétisé et un modèle à frontières mobiles. Leurs résultats montrent que les deux modèles fournissent des résultats similaires mais avec des temps de calcul CPU moins élevés pour le modèle à frontières mobiles. Cela dit, cette méthode n'a pour l'instant été utilisée que pour le côté du fluide de travail en considérant une température uniforme du côté du fluide caloporteur.

Dans cette étude, un modèle dynamique d'un ORC appliqué à l'ETM basé sur l'utilisation d'un modèle à frontières mobiles pour les échangeurs de chaleur et de modèles statiques pour la pompe et la turbine est présenté. Les variations de température du côté du fluide de travail et du fluide caloporteur sont considérées, ainsi que pour la paroi métallique. Les caractéristiques d'un Prototype A Terre d'Energie Thermique des Mers (PAT ETM) de 15 kW situé à l'île de La Réunion sont utilisées comme paramètres d'entrées des simulations. Une première estimation du temps de réponse suite à un échelon de débit du fluide de travail est ensuite fournie, ainsi qu'une analyse du résultat en termes de pilotabilité.

## 2. Description du modèle

### 2.1. Description du cycle

L'ORC est principalement constitué de quatre composants : un évaporateur, une turbine, un condenseur et une pompe. Une vanne de détente peut également être placée en amont de la turbine afin de réguler le débit du fluide gazeux. Le fluide de travail à l'état de liquide sous-refroidi entre dans l'évaporateur (E) où il recevra de la chaleur de l'eau de mer de surface pour être réchauffé (1), puis évaporé (2). Après une éventuelle détente isenthalpe (4) permettant de réguler le débit, la vapeur sous pression ainsi obtenue est alors détendue dans la turbine (T) en fournissant un travail convertible en électricité. Après la détente, le condenseur (C) transfère de la chaleur du fluide de travail vers l'eau de mer des profondeurs afin de le condenser. Le liquide est enfin ramené vers l'évaporateur par l'intermédiaire d'une pompe (P).

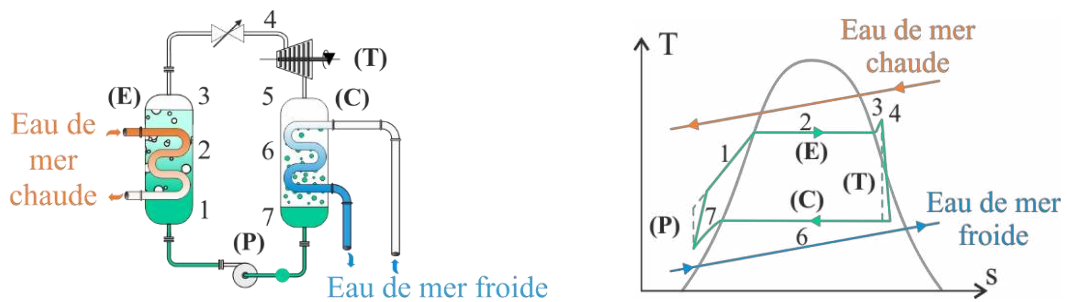


Figure 1 : Représentation schématique d'un Cycle Organique de Rankine et diagramme T-s.

### 2.2. Modélisation de l'évaporateur

Dans l'évaporateur, la transformation du fluide de travail se fait en trois parties :

- La réchauffe (1) : le liquide sous-refroidi est chauffé jusqu'à la saturation,
- L'évaporation (2) : le changement d'état,
- La surchauffe (3) : la vapeur saturée est réchauffée et s'éloigne de la saturation.

Les trois parties de ce procédé doivent être différenciées, en particulier du fait de la significative différence des coefficients d'échanges dans chacune de ces parties. Cela dit, les tailles de ces trois parties peuvent varier avec le temps, car elles dépendent des débits et des quantités de chaleur échangées. Le modèle aux frontières mobiles consiste à intégrer les équations locales de conservation de la masse et de l'énergie en considérant la règle de Leibnitz pour le calcul d'intégrales avec des bornes variables. La résolution spatiale est donc analytique tandis que la résolution temporelle se fait de manière numérique.

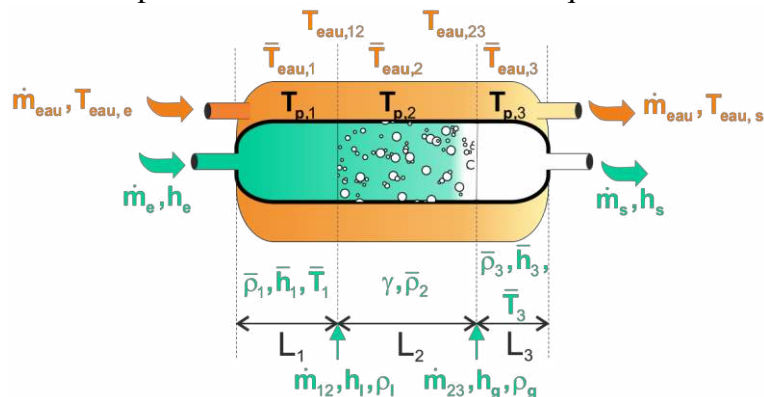


Figure 2 : Représentation schématique du modèle aux frontières mobiles et définition des variables

Les équations de conservation de la masse et de l'énergie s'écrivent respectivement sous forme locale :

$$\frac{\partial(A\rho)}{\partial t} + \frac{\partial\dot{m}}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(A\rho h - AP)}{\partial t} + \frac{\partial\dot{m}h}{\partial z} = \dot{q} \quad (2)$$

Où  $\dot{q} = d\dot{Q}/dz$  est la puissance thermique linéique échangée en  $\text{W.m}^{-1}$  et  $A$  représente la section de l'écoulement.

Dans la partie réchauffe, les deux équations ci-dessus sont intégrées analytiquement entre 0 et  $L_1(t)$ . La longueur de la zone de réchauffe est donc  $L_1(t)$ . Pour obtenir l'équation dans la zone d'évaporation, les équations (1) et (2) sont intégrées entre  $L_1(t)$  et  $L_1(t) + L_2(t)$  et pour la zone de surchauffe entre  $L_1(t) + L_2(t)$  et  $L$ . Nous obtenons alors un système de six équations couplées faisant intervenir les dérivées temporelles des différentes variables. De plus, les puissances thermiques échangées dans chaque zone s'expriment par :

$$\forall i = 1, 2, 3 : \dot{Q}_i = \alpha_i S_i (T_{pi} - \bar{T}_i) \quad (3)$$

Du côté de l'eau, nous pouvons intégrer de la même façon l'équation (2) dans chacune des trois zones en considérant un écoulement co-courant de l'eau et du fluide de travail. L'eau étant considérée comme incompressible dans les gammes de températures mises en œuvre ici, l'intégration de l'équation (1) se ramène à la conservation du débit. Trois équations supplémentaires sont donc ainsi obtenues. Pour l'eau, les puissances s'expriment par :

$$\forall i = 1, 2, 3 : \dot{Q}_{eau,i} = \alpha_{eau,i} S_{eau,i} (T_{pi} - \bar{T}_{eau,i}) \quad (4)$$

Enfin, la paroi de l'échangeur étant solide, l'équation de conservation de l'énergie au sein de la paroi s'écrit :

$$\rho_p c_p A_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \dot{q}_p = -(\dot{Q}_{eau,i} + \dot{Q}_i) \quad (5)$$

Seuls les flux de chaleur radiaux d'un fluide vers l'autre sont ici considérés. Tous les flux longitudinaux sont négligés. 3 équations supplémentaires sont donc obtenues pour la paroi.

Un système comportant au total 12 équations à 12 inconnues est donc ainsi constitué. Toutes les variables d'état du fluide de travail sont exprimées en fonction de l'enthalpie spécifique  $h$  et de la pression  $P$ . Les équations d'état utilisées sont issues de la base de données Coolprop [10]. Les 12 variables régissant le modèle sont ainsi :  $P, L_1, L_2, \dot{m}_{12}, \dot{m}_{23}, h_s, T_{p1}, T_{p2}, T_{p3}, T_{eau12}, T_{eau23}, T_{eau,s}$ . Toutes les autres variables sont déduites de ces 12 variables à l'aide des équations d'état des fluides.

### 2.3. Condenseur

Le modèle du condenseur est obtenu de façon similaire à celui de l'évaporateur en utilisant le modèle à frontières mobiles pour les zones de désurchauffe (le gaz est refroidi jusqu'à saturation), de condensation et de sous-refroidissement (le liquide saturé est refroidi et s'éloigne de la saturation).

La première zone peut exister ou non suivant l'état du fluide en sortie de la turbine. En effet, des gouttelettes peuvent se former pendant la détente, le fluide sort de la turbine diphasique et la phase de désurchauffe n'a pas lieu d'être. Pour pouvoir gérer le passage d'un cas à l'autre, deux modèles de condenseurs ont été développés : un à trois zones, et un à deux zones. Le

passage de l'un à l'autre se fait de façon numérique à l'aide d'un test sur l'état du fluide à l'entrée du condenseur.

## 2.4. Pompe

Comme les transitoires de la pompe sont beaucoup plus rapides que ceux des échangeurs, un modèle statique est utilisé pour ce composant. Le débit liquide circulant dans la pompe est alors donné par :

$$\dot{m}_{pompe} = \eta_v V_{cyl} \rho_e \omega \quad (6)$$

Où  $\eta_v$  est le rendement volumétrique,  $V_{cyl}$  le volume du cylindre,  $\rho_e$  la masse volumique du liquide à l'entrée de la pompe et  $\omega$  la fréquence de rotation de la pompe. La variation d'enthalpie dans la pompe est donnée grâce à la définition du rendement isentropique de la pompe :

$$\eta_{pompe} = \frac{\Delta h_{pompe}^{is}}{\Delta h_{pompe}} \quad (7)$$

Où  $\Delta h_{pompe}^{is}$  est la variation d'enthalpie dans la pompe dans le cas d'une transformation isentropique et  $\Delta h_{pompe}$  est la variation d'enthalpie réelle dans la pompe.

## 2.5. Turbine

De la même façon, les transitoires de la turbine sont supposés être suffisamment courts pour être négligés. Le débit de vapeur circulant dans la turbine s'exprime alors par :

$$\dot{m}_{turb} = C_v \rho_e \sqrt{P_e - P_{cond}} \quad (8)$$

De façon à ne pas déséquilibrer les niveaux du fluide de travail dans les deux échangeurs, le débit de liquide devrait être égal en permanence au débit de vapeur. Afin de permettre cette égalité, une vanne de détente est placée en amont de la turbine. Cette vanne va permettre de réguler la pression à l'entrée de la turbine  $P_e$ , qui sera ainsi intermédiaire entre celle de l'évaporateur et celle du condenseur, et donc le débit vapeur. La transformation dans la vanne étant isenthalpique, cette dernière influence peu le travail récupéré dans la turbine. La variation d'enthalpie dans la turbine s'exprime par son rendement isentropique :

$$\eta_{turb} = \frac{\Delta h_{turb}}{\Delta h_{turb}^{is}} \quad (9)$$

## 3. Étude de cas : simulation d'un échelon de débit du fluide de travail

Le modèle présenté dans la partie précédente est utilisé pour déterminer un premier ordre de grandeur du temps de réponse d'une centrale ETM. Les paramètres utilisés pour la simulation sont ceux issus du Prototype A Terre d'Energie Thermique des Mers (PAT ETM) à l'île de La Réunion. L'évaporateur est du type tubes et calandre avec des tubes améliorés tandis que le condenseur est du type tube et calandre avec des tubes lisses. Le fluide de travail est l'ammoniac (R717). Ce prototype est présenté plus en détails par Castaing *et al.* [11].

### 3.1. Hypothèses de simulation

Les déperditions thermiques, les phénomènes de diffusion interne, les flux thermiques longitudinaux sont négligés. Les caractéristiques des différents composants sont listées dans le

Tableau 1. Ces valeurs sont issues des caractéristiques du Prototypé A Terre d'ETM à La Réunion [11]. Les coefficients d'échange sont fixés à une valeur correspondant à un ordre de grandeur de ce qui a pu être mesuré sur le prototype. La simulation consiste à considérer un cycle ORC initialement en fonctionnement en régime permanent qui va subir à un temps  $t = 300$  s une modification de l'écoulement du fluide de travail (l'ammoniac). Les valeurs des variables lors du fonctionnement initial en régime permanent sont fournies dans le Tableau 2 (valeurs déjà pré-calculées à partir des entrées du système : températures et débits des sources, pressions de l'ammoniac). Après 300 s, la fréquence de rotation de la pompe est diminuée de 25 %. Le débit d'ammoniac subit donc un échelon descendant de débit allant de 0.339 kg/s à 0.255 kg/s. La vanne de détente assure que le débit liquide sera toujours égal au débit vapeur d'ammoniac. Les températures et débits des sources (eau chaude et froide) restent constants.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
<i>Evaporateur (Côté eau)</i>		<i>Condenseur (Côté eau)</i>	
Coefficient d'échange	6000 W/m <sup>2</sup> /K	Coefficient d'échange	6000 W/m <sup>2</sup> /K
<i>Evaporateur (Côté ammoniac)</i>		<i>Condenseur (Côté ammoniac)</i>	
Coefficient d'échange zone 1	500 W/m <sup>2</sup> /K	Coefficient d'échange zone 1	1000 W/m <sup>2</sup> /K
Coefficient d'échange zone 2	8000 W/m <sup>2</sup> /K	Coefficient d'échange zone 2	9000 W/m <sup>2</sup> /K
Coefficient d'échange zone 3	1000 W/m <sup>2</sup> /K	Coefficient d'échange zone 3	500 W/m <sup>2</sup> /K
<i>Evaporateur (Surface d'échange : titane)</i>		<i>Condenseur (Surface d'échange : titane)</i>	
Masse volumique	8960 kg/m	Masse volumique	8960 kg/m
Capacité calorifique	385 J/K/kg	Capacité calorifique	385 J/K/kg
<i>Pompe</i>		<i>Turbine</i>	
Rendement volumétrique	0.6	Coefficient d'écoulement $C_V$	$2.12 \times 10^{-4} \text{ m}^2$
Volume du cylindre	$1.80 \times 10^{-5} \text{ m}^3$	Rendement isentropique	0.8
Rendement isentropique	0.8		

Tableau 1 : Paramètres d'entrée utilisés pour les simulations

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
<i>Evaporateur (Côté eau)</i>		<i>Condenseur (Côté eau)</i>	
Débit d'eau	40 kg/s	Débit d'eau	30 kg/s
Température entrée eau	28 °C	Température entrée eau	5 °C
Température sortie eau	26.09 °C	Température sortie eau	7.43 °C
<i>Evaporateur (Côté ammoniac)</i>		<i>Condenseur (Côté ammoniac)</i>	
Débit d'ammoniac	0.339 kg/s	Débit d'ammoniac	0.339 kg/s
Température d'entrée	8.36 °C	Température d'entrée	9.28 °C
Température de sortie	26.55 °C	Température de sortie	8.25 °C
Pression	9.5 bar	Pression	6 bar
<i>Pompe</i>			
Fréquence de rotation	50 Hz		

Tableau 2 : Valeurs initiales de fonctionnement en régime permanent

### 3.2. Résultats et discussion

La Figure 3 présente les évolutions de différentes variables au cours de la simulation. Le temps de réponse de la maquette en termes de puissance, de pression et de température est relativement faible. Après 2 minutes, les variations de la température n'excèdent plus 0.1 °C/min. La puissance brute de la turbine subit d'abord une brusque diminution qui suit la baisse du débit, avant de remonter progressivement vers un palier. Ce comportement s'explique par le fait que la pression dans l'évaporateur augmente tandis que celle dans le condenseur

diminue. Le pincement des échangeurs va donc diminuer et le cycle va s'agrandir dans un digramme T-s en se rapprochant des sources. Lorsque les échangeurs entrent en régime, leur efficacité ainsi que le rendement du cycle augmentent, ce qui explique cette remontée de la puissance après la chute brusque liée à la chute du débit. La taille des différentes zones de l'évaporateur ne subit pas d'importantes modifications, mais la zone d'évaporation augmente légèrement en proportion par rapport aux deux autres, avec un temps de réponse un plus long (+4.66% au bout de 10 minutes).

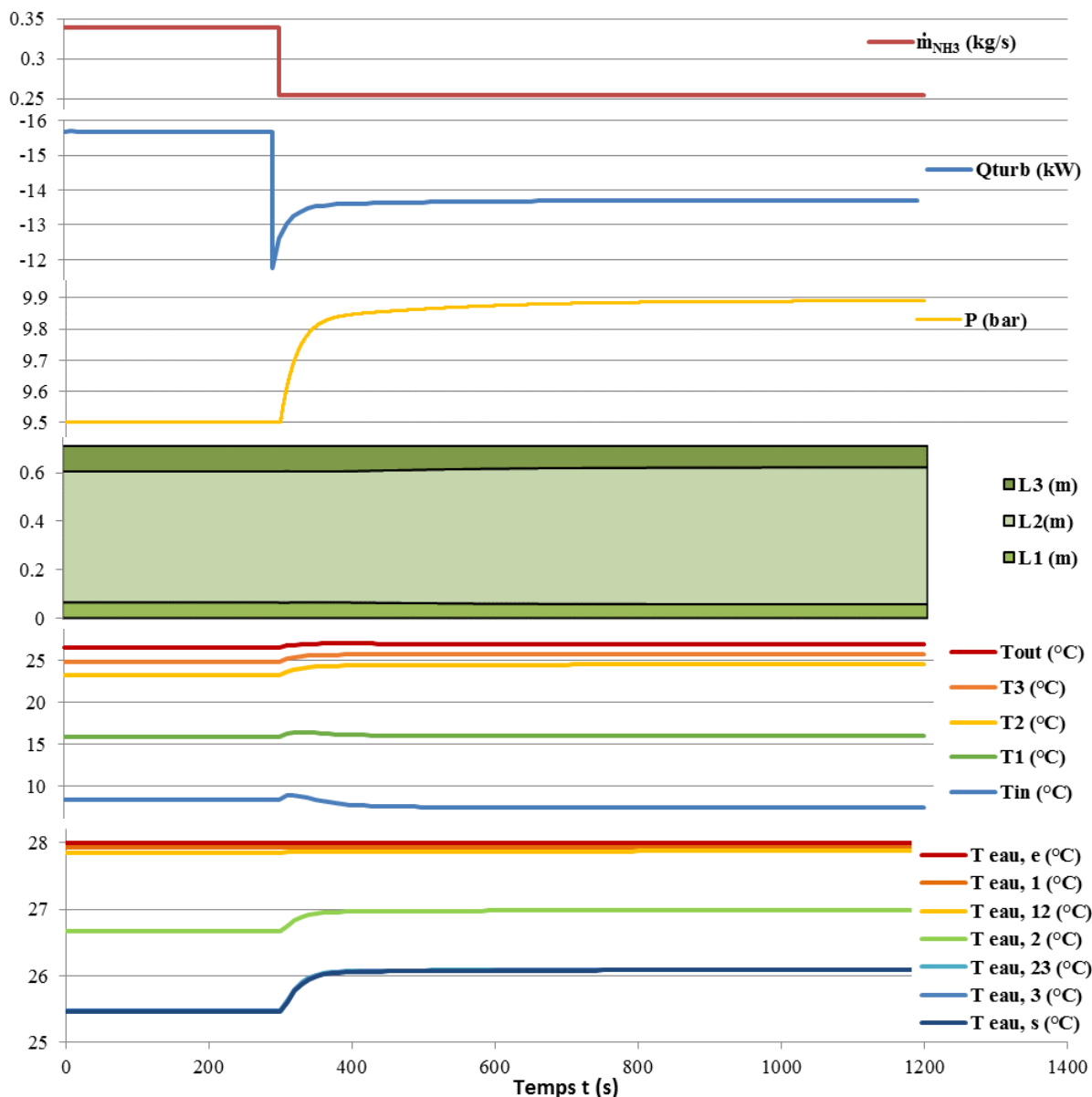


Figure 3 : Evolution de différentes variables au cours de la simulation

#### 4. Conclusion

Les résultats des simulations menées à l'aide du modèle à frontières mobiles présenté nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

- La puissance d'une centrale ETM peut être ajustée en modifiant le débit du fluide de travail sans modifier l'écoulement de l'eau de mer chaude et froide avec un temps de réponse inférieur à 2 minutes.

- Une diminution de 25 % du débit de fluide de travail a provoqué une diminution de la puissance de 12.7 % (de 15.7 à 13.7 kW). La variation relative n'est pas conservée car l'efficacité des échangeurs et le rendement du cycle ont augmenté. Ainsi, les modulations réalisables par cette méthode restent de petite amplitude. Si l'on souhaite réaliser de plus fortes modulations de puissances, il sera donc indispensable de modifier le débit des sources chaudes et froides.

Ces premiers résultats semblent encourageants dans l'idée qu'une centrale ETM puisse servir comme outil de régulation des instabilités présentes dans certains réseaux électriques. Des études plus poussées doivent cependant encore être réalisées, notamment au niveau des stratégies de pilotage.

## Références

- [1] W. H. Avery et C. Wu, Renewable energy from the ocean-A guide to OTEC, (1994).
- [2] J. Bao et L. Zhao, A review of working fluid and expander selections for organic Rankine cycle, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 24 (2013), 325-342.
- [3] F. Conand, F. Marsac, E. Tessier, et C. Conand, A ten-year period of daily sea surface temperature at a coastal station in Reunion Island, Indian Ocean (July 1993–April 2004): patterns of variability and biological responses, *Western Indian Ocean Journal of Marine Science*, 6-1 (2008).
- [4] M. Hoarau et M. Salomez, Note d'opportunités pour l'utilisation de l'énergie thermique des mers et valorisation de l'eau froide profonde à Sainte-Rose, *ARER, La Réunion*, (2009).
- [5] J. P. Praene, M. David, F. Sinama, D. Morau, et O. Marc, Renewable energy: Progressing towards a net zero energy island, the case of Reunion Island, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16-1 (2012), 426-442
- [6] M. Kayton, Steady-State and Dynamic Performance of an Otec Plant », *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, PAS-100-3 (1981), 1148-1153.
- [7] O. Bai, M. Nakamura, Y. Ikegami, et H. Uehara, Simulation and evaluation of transient performance of ocean thermal energy conversion plant with working fluid of binary mixtures, *The Twelfth International Offshore and Polar Engineering Conference*, (2002).
- [8] S. Quoilin, R. Aumann, A. Grill, A. Schuster, V. Lemort, et H. Spliethoff, Dynamic modeling and optimal control strategy of waste heat recovery Organic Rankine Cycles, *Applied energy*, 88-6 (2011), 2183-2190.
- [9] D. Wei, X. Lu, Z. Lu, et J. Gu, Dynamic modeling and simulation of an Organic Rankine Cycle (ORC) system for waste heat recovery, *Applied Thermal Engineering*, 28-10 (2008), 1216-1224.
- [10] I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, et V. Lemort, Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 53-6 (2014), 2498-2508.
- [11] J. Castaing-Lasvignottes *et al.*, Modélisation et simulation des échangeurs d'une installation de production d'électricité par énergie thermique des mers, *Congrès Français de Thermique (2016)*.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à NAVAL Energies et la Région Réunion pour le financement du prototype à terre, ainsi que Jérôme Vigneron et Alexandre Refait pour leur soutien scientifique et technique.

# Comparaison de systèmes de chauffage électriques : une étude expérimentale.

Stéphane LASSUE<sup>1</sup>, Jérémie LEGER<sup>2,\*</sup>, Daniel R. ROUSSE<sup>2</sup>, Kilian LE BORGNE<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement, Université d'Artois, Béthune, France

<sup>2</sup>Groupe de recherche en technologie de l'énergie et efficacité énergétique (t3e), École de technologie supérieure, Montréal, Canada.

\* (auteur correspondant : daniel@t3e.info)

**Résumé** - Les radiateurs électriques sont encore largement utilisés pour le chauffage résidentiel. On croit souvent que les systèmes électriques fonctionnent tous de manière égale ; cependant, ce n'est pas le cas car les diffuseurs distribuent la chaleur de différentes manières. Dans cette étude expérimentale impliquant une plinthe, un convecteur et un radiateur, une comparaison de consommation est effectuée dans une chambre bi-climatique à confort thermique équivalent. Les résultats montrent que le convecteur consomme moins d'énergie que la plinthe et les radiateurs radiants malgré un confort thermique similaire.

Mots clés: Confort thermique, distribution de chaleur, chauffage électrique, chambre bi-climatique, vote moyen prédit (PMV)

## Nomenclature

<i>HR</i>	Humidité relative, %	<i>rad</i>	Appareil radiant
<i>P</i>	Puissance électrique, W	<i>base</i>	Plinthe électrique
<i>T</i>	Température, °C	<i>norm</i>	Normalisée
<i>v</i>	Vitesse, m.s <sup>-1</sup>	<i>average</i>	Moyenne
<i>S</i>	surface d'échange, m <sup>2</sup>	<i>min</i>	Minimum
<i>PMV</i>	Predicted Mean Vote	<i>max</i>	Maximum
<i>conv</i>	Appareil à convection		

## 1. Introduction

L'électricité au Canada et en particulier au Québec provient en grande partie de centrales hydroélectriques ayant un faible impact environnemental [1]. Cependant, si tous les radiateurs électriques convertissent en chaleur 100 % de la puissance qui leur est fournie on conclut qu'ils ont la même efficacité, mais en réalité celle-ci dépend de la manière avec laquelle la chaleur se distribue dans la pièce pour maintenir le confort des occupants. Les systèmes de chauffage devraient être comparés à confort thermique égal et non à températures d'air égales.

Le confort thermique est défini entre autres par l'ASHRAE [2] et globalement par toutes les normes internationales actuelles, comme : « l'état d'esprit dans lequel s'exprime la satisfaction vis-à-vis de l'ambiance thermique ». Il découle de cette définition que le confort thermique est fonction de l'environnement et de la personne. Par conséquent, des échelles de confort thermique comme celle du « Vote moyen prévisible » (PMV) ont été conçues [3]. Cet indice a été proposé par P.O. Fanger sur la base du bilan des échanges de chaleur entre un individu et son environnement [3]. Fondamentalement, six principaux paramètres sont utilisés pour calculer une valeur de PMV, quatre paramètres environnementaux, mesurables, que sont la température de l'air, la température radiante moyenne, l'humidité et la vitesse de l'air et deux paramètres de comportements que sont l'activité métabolique et le niveau d'isolation thermique par les vêtements (ces derniers sont ici considérés comme des constantes). La



méthode de calcul du PMV est décrite en détail dans les publications de l'ASHRAE (ou encore par les normes ISO 7730 et 7726)

D'autres modèles de confort existent (température effective [4,5], confort adaptatif [6,7], etc...) mais le modèle de Fanger [3] demeure toujours très utile pour prédire le confort thermique dans les bâtiments aux ambiances contrôlées. L'indice PMV a donc été choisi ici comme référence afin que les résultats puissent être comparables à ceux de la plupart des études en chauffage et refroidissement.

De nombreux travaux montrent qu'une meilleure répartition de la chaleur et que la taille et la position des sources peuvent conduire à une réduction de la consommation d'énergie en chauffage intérieur tout en assurant le confort [8-11].

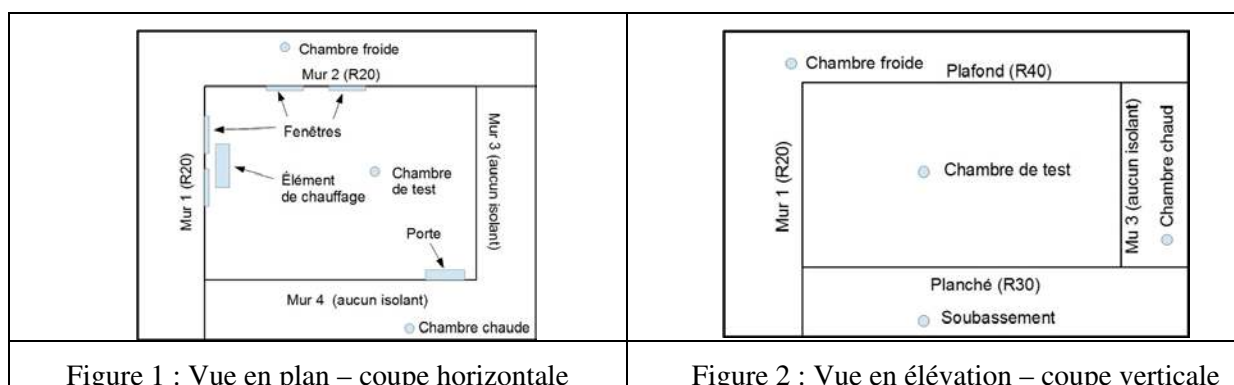
Olesen et al. [12] ont montré expérimentalement, en chambre climatique, qu'en augmentant le coefficient de convection au niveau des fenêtres, les convecteurs étaient moins efficaces énergétiquement et Sevilgen et al. [13] ont également montré que la position des sources de chaleur sous les fenêtres induisait une surconsommation en énergie de chauffage. Cependant, ils ont rappelé que cette disposition permettait de neutraliser les courants d'air froid. Inard et al. [14] ont constaté que plancher et plafond chauffant était plus économes en énergie que le radiateur et le convecteur. Il est donc clair que la répartition de la chaleur a une influence sur le confort thermique et la consommation d'énergie.

De nouveaux convecteurs ont été optimisés pour mieux gérer le panache thermique de sortie. Dans cette étude expérimentale, un de ces convecteurs est comparé avec une plinthe chauffante et un appareil de chauffage radiant. Tous les appareils testés ont la même puissance (1000W électriques) et sont installés aux mêmes emplacements, sous des fenêtres.

Un thermostat, utilisant la référence  $PMV = 0$  comme paramètre de réglage en comparaison avec une valeur mesurée/calculée, est utilisé pour contrôler différents systèmes de chauffage. Dans la première partie de cet article l'enceinte bi-climatique et les instruments de mesure utilisés dans les expériences sont succinctement présentés. La procédure expérimentale est décrite par la suite. Les résultats des expériences sont ensuite présentés et discutés. Plus de détails sont disponibles en consultant la référence [15].

## 2. Dispositif expérimental

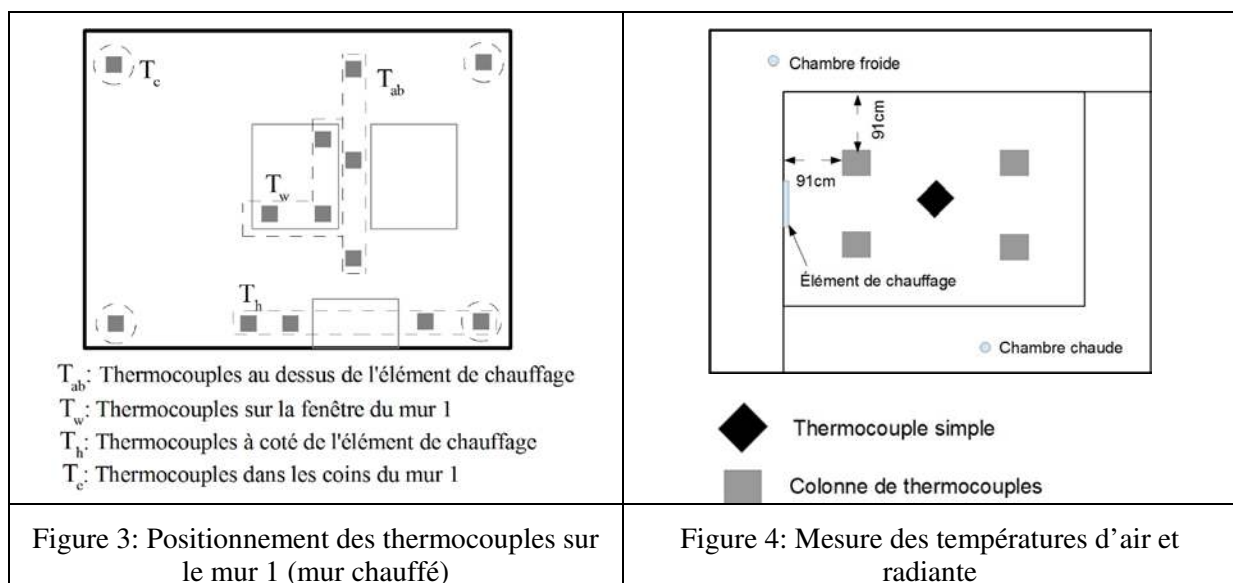
Les mesures sont effectuées à l'aide d'une chambre bi-climatique. Les figures 1 et 2 décrivent cette cellule de test avec les emplacements des sources de chauffage et des fenêtres. La figure 1 montre que la chambre froide est adjacente à la cellule d'essai sur deux cotés et en plafond, tandis que la pièce chaude s'étend sur les deux autres frontières de cette salle de test. La figure 2 montre une vue en élévation de cette enceinte bi-climatique. Le vide sanitaire sous la salle est chauffé comme la pièce chaude.



Les dimensions de chambre de test sont de 6,60 m (Mur 1) × 4,88 m (Mur 2) × 2,44 m (Hauteur sous plafond). Les murs 1 et 2 en contact avec la chambre froide, le plafond et le plancher, sont isolés tandis que les murs 3 et 4 ne le sont pas. Quatre fenêtres avec double vitrage sont installées, deux sur chaque mur en contact avec la chambre froide. Ces spécifications ont été observées pour permettre à la chambre bi-climatique de respecter une norme pour l'évaluation de l'efficacité de thermostats CSA-813-13 [16]. Dans la cellule test, les appareils de chauffage électrique (P=1000W) à évaluer sont installés sous les fenêtres du mur 1. On effectue simultanément dans la cellule, cinquante-trois mesures de températures à l'aide de thermocouples de type K, deux mesures de puissance et la mesure du confort thermique. Les mesures de puissance sont réalisées de deux manières : par la mesure directe de la puissance consommée avec un wattmètre et par la mesure de la tension et du courant.

Le système de chauffage est commandé par un thermostat qui utilise la mesure du confort thermique au centre géométrique de la pièce et réalisée à partir des mesures de température opérative, de température d'air, de l'humidité et de la vitesse omnidirectionnelle de l'air.

Des capteurs de température sont installés sur les 6 faces de la cellule et à l'intérieur du volume de la pièce. La figure 3 montre les emplacements des 13 thermocouples installés sur le mur où est situé l'élément chauffant. Sur les murs 3 et 4, deux thermocouples sont installés sur des coins opposés. Sur le mur 2, exposé à la chambre froide, trois thermocouples sont placés dans les angles. Les dernières sondes de mesure de température sont accrochées au plafond sur 5 colonnes distinctes, tel qu'illustré à la Figure 4.



Sur la colonne centrale, on trouve un thermocouple pour la mesure de la température d'air au centre de la pièce et les sondes de mesure des paramètres du confort thermique. Sur chacune des quatre autres colonnes verticales sont disposées trois paires de thermocouples également espacées et composées d'une mesure de température de globe noir et une mesure de température d'air. Les sondes sont placées à trois hauteurs différentes par rapport au plancher : 0,61 m, 1,22 m et 1,83 m. Un test d'infiltrométrie de la salle d'essai a été réalisé et le débit de fuite estimé à 12,7m<sup>3</sup>/h entre la salle d'essai et de la chambre froide.

### 3. Description de l'expérimentation.

Tout d'abord la température de la chambre froide a été fixée à -35°C pendant 24 heures afin d'assécher l'air à l'intérieur de l'enceinte bi-climatique et d'éviter ainsi les problèmes de

condensation et le givrage des équipements. Dans la chambre chaude et le vide sanitaire, les thermostats des appareils de chauffage ont été réglés à 22°C pour la durée de l'expérience. Dans la salle d'essais, un contrôleur proportionnel du confort thermique pilote les appareils de chauffage afin d'atteindre, en moyenne,  $PMV = 0$  au centre de la pièce. Une fois la stabilisation initiale réalisée, une température d'air de -30°C est maintenue dans la chambre froide pendant 36h. Les mesures sont réalisées pendant les 12 dernières heures de cette période dans des conditions quasi-stationnaires. L'expérimentation a été répétée ensuite à -20°C, -10°C, 0°C et 10°C. Toutes les mesures sont enregistrées à 5 s d'intervalles (moyenne des valeurs mesurées sur la période de 5 s). Ces valeurs ont ensuite été moyennées sur une période de 12 h.

#### 4. Erreurs de mesure

La précision des capteurs installés est indiquée dans le tableau 1. Il était important que la différence mesurée entre les appareils de chauffage soit correctement évaluée. Un contrôleur de confort thermique est utilisé dans l'expérience et il est très difficile d'évaluer avec précision l'incertitude sur les informations fournies par le contrôleur sans une analyse statistique.

Tableau 1 : Incertitudes de mesure

Type de mesure	Incertitudes
Température, $T$	$\pm 0,5$ °C
Humidité relative, $HR$	$\pm 1,5$ %
Vitesse de l'air, $V$	$\pm 0,02$ m/s
Puissance, $P$	1 %

Le principe d'une analyse statistique pour mesurer l'erreur totale engendrée par les erreurs de mesure et le fonctionnement du système de contrôle a été retenu. L'expérience pour le convecteur a été reproduite plusieurs fois (20 périodes en tout pour 4 paliers de température de chambre froide) ceci pour obtenir plusieurs échantillons de la même expérience. Ensuite, pour l'obtention d'un intervalle de confiance de 95 %, la précision expérimentale fut estimée. Les résultats obtenus pour les températures, les puissances mesurées et pour les PMV calculés sont toujours inférieurs à 1%.

#### 5. Résultats

Les résultats sont présentés sous forme normalisée pour mettre en évidence les différences entre les appareils de chauffage. La température est normalisée par rapport à la température moyenne obtenue lorsque le chauffage est assuré par le convecteur alors que la consommation électrique est normalisée par rapport à la consommation du convecteur. Fait intéressant, bien que tous les appareils de chauffage soient évalués en dissipant 1000W électriques, ils ne produisent pas la même puissance sous la même tension d'alimentation. Ceci est causé par petites différences de résistance entre les appareils de chauffage. A -30°C les dispositifs de chauffage fonctionnaient à 100 % du temps et ils n'ont pas tous atteint le même niveau de confort thermique, les mesures pour -30°C ont alors été omises. Les consommations d'énergie normalisées pour les trois émetteurs de chaleur sont présentées à la Figure 5 avec un axe secondaire correspondant à la puissance du convecteur. Cette puissance est en fait la puissance de 1000 W moyennée sur la durée de la pulsation de chauffage. La normalisation des résultats a permis de présenter les résultats en puissance et températures avec leurs unités respectives ([W] et [°C]). Dans ces figures, les termes « conv », « rad » et « base » sont des

abréviations correspondant respectivement à « convecteur », « chauffage par rayonnement » et « plinthe chauffante ». La norme présentée en vert représente la puissance moyenne consommée par le convecteur en fonction des températures de la cellule froide. Cette nomenclature est appliquée pour toutes les figures. A la Figure 5, on constate que le convecteur consomme moins d'énergie que la plinthe et le radiateur. La performance de la plinthe par rapport au chauffage radiant augmente avec la température de la cellule froide.

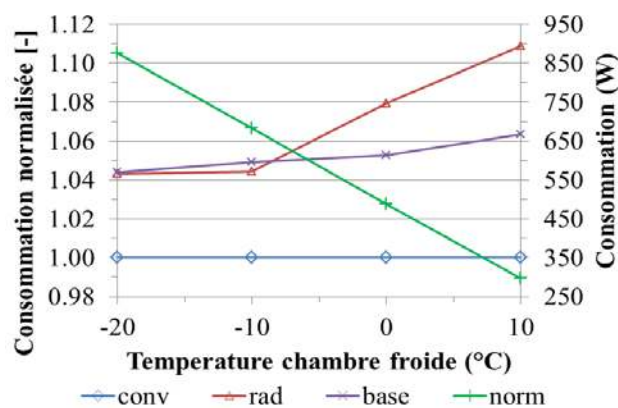


Figure 5 : Comparaison des puissances consommées

Les appareils de chauffage rayonnant et la plinthe consomment un peu plus de 4 % de plus d'énergie que le convecteur à basse température de chambre froide ce qui est important compte tenu d'une erreur potentielle de 1,2 % sur la consommation énergétique moyenne. Aux températures de chambre froide plus élevées, le chauffage rayonnant consomme jusqu'à 11 % de plus que le convecteur, bien que l'erreur sur cette mesure soit plus proche de 3 %. La plinthe chauffante aux températures plus élevées de chambre froide consomme plus de 6 % de plus que le convecteur ; cependant, ceci est à peine significatif car l'erreur expérimentale est du même ordre de grandeur.

Dans les résultats suivants, un axe secondaire montre la différence moyenne de température entre la cellule test et la chambre froide pour le convecteur. Cet axe secondaire est reproduit pour tous les graphes de températures et est utilisé uniquement pour la courbe représentant la référence de la norme. Le symbole du cercle est utilisé pour désigner une température moyenne, le triangle pour une température maximale et le losange pour les températures minimales.

Les températures normalisées, minimales, maximales et moyennes sont présentées à la Figure 6. Cette figure montre que le chauffage par rayonnement induit moins de stratification en température de l'air, suivie par la plinthe puis le convecteur. Il y a un écart entre les températures d'air maximale et minimale de près de 9 % pour le convecteur. Les températures moyennes sont globalement similaires pour les trois dispositifs de chauffage. La température de l'air dans tous les cas a été trouvée minimale dans le plan inférieur de l'angle des murs 1 et 2. Le maximum a été trouvé dans le plan supérieur, du coin des murs 3 et 4.

Les minimums, maximums et moyennes de température radiante calculés à partir de la température du globe noir et de la vitesse d'air [17] sont présentés à la Figure 7. Comme prévu, le chauffage rayonnant radiant induit des températures radiantées moyennes supérieures à celles observées pour le convecteur ou la plinthe chauffante. Des stratifications en température radiante peuvent aussi être observées.

Les températures de l'air et températures de rayonnement dans le plan médian, dans lequel

le confort thermique est mesuré, sont présentées aux Figures 8 et 9, respectivement. Sur ces deux figures, la compensation entre la chaleur radiante et la chaleur convective pour maintenir le confort thermique peut être observée. Le chauffage par rayonnement génère logiquement des températures radiantes plus élevées suivi de la plinthe et du convecteur. Inversement, l'usage du convecteur induit des températures d'air plus élevées suivi par la plinthe puis le panneau rayonnant. Ceci est à considérer en prenant en compte que le confort thermique a été apprécié dans le plan médian de la cellule de test.

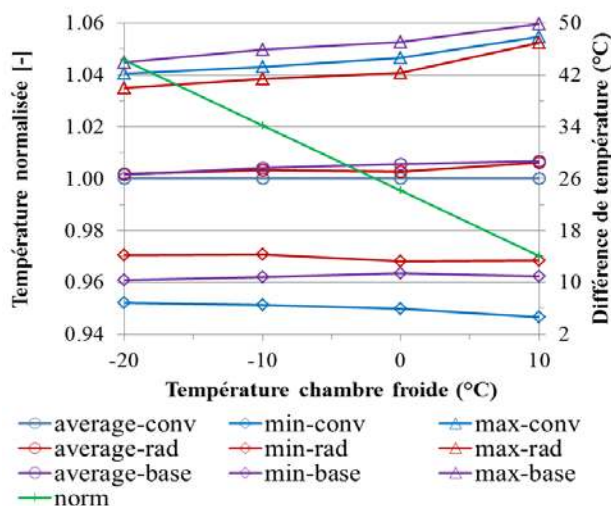


Figure 6 : Températures d'air normalisées

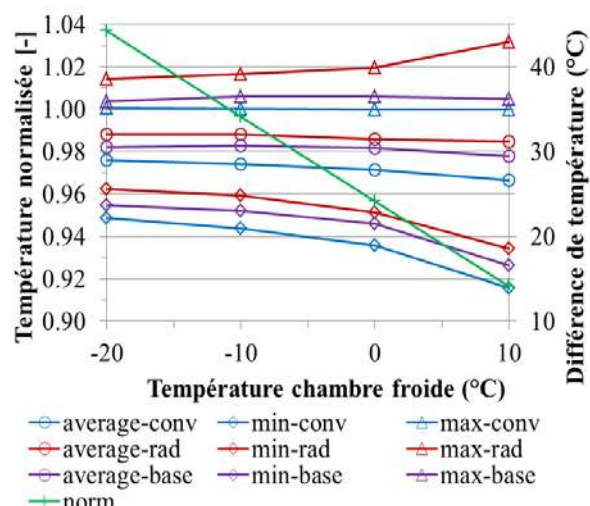


Figure 7 : Températures radiantes moyennes normalisées

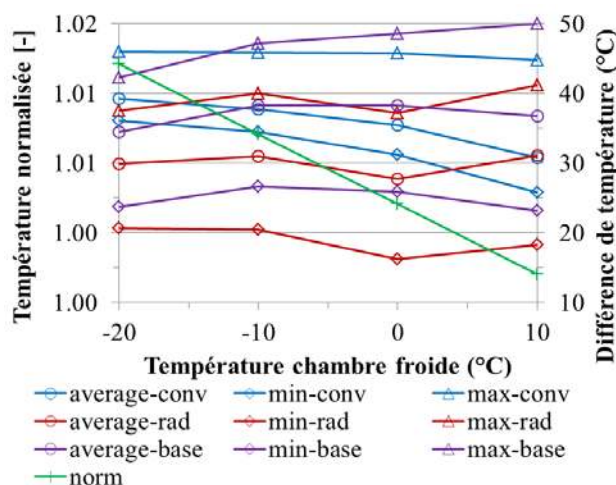


Figure 8 : Températures d'air normalisées dans le plan horizontal médian

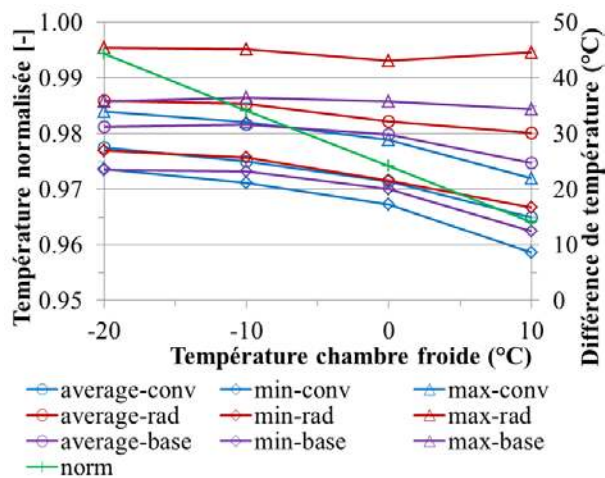


Figure 9 : Températures radiantes moyennes dans le plan horizontal médian

Les températures de surface des surfaces exposées à la chambre froide et celles des surfaces au-dessus des émetteurs de chaleur ont aussi été mesurées. Les résultats seront présentés et discutés au congrès.

De surcroit, les paramètres environnementaux qui affectent le confort thermique ont également été mesurés. L'humidité est demeurée relativement constante durant les essais sans mettre en œuvre aucun contrôle sur ce paramètre. La vitesse moyenne de l'air est restée faible (qq cm/s), à peine plus élevée pour le convecteur.

Le PMV, mesuré (calculé) au centre géométrique de la pièce est resté relativement constant lors du changement de système de chauffage. Ce n'est pas surprenant étant donné que le thermostat fonctionnait sur la base de cette consigne  $PMV = 0$ . Le confort thermique a été bien contrôlé pour chaque système de chauffage.

## Discussion

En résumé, tous les systèmes de chauffage permettent d'atteindre un confort thermique moyen avec  $PMV = 0$  au centre géométrique de la pièce. Le convecteur atteint cet objectif en consommant moins d'énergie que l'appareil de chauffage par rayonnement ou la plinthe. La stratification en température est cependant plus importante pour le convecteur et moindre pour le chauffage par rayonnement. L'appareil de chauffage radiant est l'émetteur qui consomme le plus d'énergie. Il chauffe la plupart des surfaces plus que les autres équipements.

Les températures mesurées des murs et des fenêtres sont plus faibles dans le cas du chauffage par le convecteur. Le convecteur par principe implique une cavité intérieure où l'air est chauffé. L'air froid pénètre dans la partie inférieure, est chauffé et acquiert de l'énergie cinétique du fait de forts gradients thermiques. L'air est ensuite éjecté au sommet de l'appareil où une grille à volets redirige le flux d'air vers l'intérieur de la salle. Le chauffage par rayonnement et la plinthe chauffante ne provoquent pas de panache thermique aussi intense dans la pièce. En fait, l'appareil de chauffage radiant testé ici a été étudié dans une expérience antérieure et les résultats ont montré que seulement 30 % au maximum de la chaleur produite est émise par rayonnement en fonction de la charge thermique de l'émetteur. Il y a donc 70 % ou plus de transfert de chaleur par convection, ce qui est assez significatif.

La conception de l'appareil de chauffage radiant est telle que le flux d'air généré par convection naturelle à l'intérieur de l'appareil de chauffage va vers le haut à la sortie au lieu de pousser le panache à l'intérieur de la salle. Le transfert de chaleur par convection vers la fenêtre et le mur est ainsi augmenté et la performance réduite. En ce qui concerne la plinthe chauffante, on observe un phénomène similaire.

Le chauffage inefficace des fenêtres situées au-dessus des appareils de chauffage a également été rapporté par Olesen et al., [14]. Cependant, dans leur étude, le convecteur testé produit des panaches thermiques qui n'étaient pas poussés vers l'intérieur de la cellule. La conception des convecteurs avec grille à volets inclinés pour diriger l'air horizontalement a ainsi amélioré leur efficacité. Il est également intéressant de noter que le panneau rayonnant a en fait augmenté la chaleur rayonnante dans le plan médian où le confort thermique est mesuré. Cela a permis une réduction de la température de l'air ce qui était un résultat attendu étant donné que les deux autres appareils de chauffage ne sont pas conçus pour chauffer par rayonnement.

## 6. Conclusion

En conclusion, trois appareils de chauffage électriques ont été comparés du point de vue de leur consommation d'énergie à confort thermique égal dans une chambre bi-climatique. Un thermostat spécial basé sur la mesure de confort thermique par PMV a été mis en place pour contrôler le fonctionnement de chaque équipement. Les résultats ont montré que ces émetteurs électriques n'ont pas la même efficacité énergétique pour maintenir le confort thermique et que ceci est probablement dû en particulier à leurs principes de distribution de la chaleur. Le convecteur consomme moins d'énergie puisqu'il chauffe moins les fenêtres et le mur adjacents par rapport à des systèmes de chauffage par rayonnement et par plinthe chauffante. Il faut noter que bien que certaines différences puissent être mesurées entre les



appareils de chauffage, dans l'ensemble, ces différences étaient minimes.

### Références

- [1] NRCan, Energy fact book, *Natural Resources Canada* NRCan, 2016.
- [2] ASHRAE-55, Thermal Environment Conditions for Human Occupancy, *Tech. rep.*, ASHRAE (2013).
- [3] P. O. Fanger, Thermal Comfort. Analysis and Applications in Environmental Engineering, McGraw-Hill, New York, 1970.
- [4] R. R. Gonzalez, Y. Nishi, A. P. Gagge, Experimental evaluation of standard effective temperature a new bio meteorological index of man's thermal discomfort, *Biometeorology* 18 (1973) 1–15.
- [5] D. Fiala, G. Havenith, Modeling Human Heat Transfer and Temperature Regulation, Springer, Berlin, 2015.
- [6] R. de Dear, G. S. Brager, The adaptive model of thermal comfort and energy conservation in the built environment, *Journal of Biometeorology* 45 (2001) 100–108.
- [7] K. N. Rhee, K. W. Kim, A 50 year review of basic and applied research in radiant heating and cooling systems for the built environment, *Building and Environment* 91 (2015) 166–190.
- [8] N. Ghaddar, M. Salam, K. Ghali, Steady thermal comfort by radiant heat transfer: The impact of the heater position, *Heat transfer Engineering* 27 (2006) 29–40.
- [9] M. Tye-Gingras, L. Gosselin, Comfort and energy consumption of hydronic heating radiant ceilings and walls based on CFD analysis, *Building and Environment* 54 (2012) 1–13.
- [10] Y. Han, Z. Li, P. Xu, Comparative study on energy consumption of gas-fired infrared radiant and convection heating, *Advanced Materials Research* 953 (2014) 849–853.
- [11] A. Q. Ahmed, S. Gao, A. K. Kareem, Energy saving and indoor thermal comfort evaluation using a novel local exhaust ventilation system for office rooms, *Applied Thermal Engineering* 110 (2017) 821–834.
- [12] B. W. Olesen, E. Mortensen, J. Thorshauge, B. Berg-Munch, Thermal comfort in a room heated by different methods, *ASHRAE transactions* 86 (1980) 34–48.
- [13] G. Sevilgen, M. Kilic, Numerical analysis of air flow, heat transfer, moisture transport and thermal comfort in a room heated by two-panel radiators, *Energy and Buildings* 43 (2011) 137–146.
- [14] C. Inard, A. Meslem, P. Depecker, Energy consumption and thermal comfort in dwelling-cells: A zonal-model approach, *Building and Environment* 33 (1998) 279–291.
- [15] J. Léger, D. R. Rousse, K. Le Borgne, S. Lassue, Comparing electric heating systems at equal thermal comfort: An experimental investigation, *Building and Environment*, 128 (2018) 161-169
- [16] CSA, C828-13 Performance requirements for thermostats used with individual room electric space heating devices, *Tech. rep.*, CSA Group (2013).
- [17] L. A. Kuehn, R. A. Stubbs, R. S. Weaver, Theory of the globe thermometer, *Journal of Applied Physiology* 29 (1970) 750–757.

### Remerciements

Les auteurs remercient Convectair Inc. pour leur avoir permis d'accéder à l'enceinte bi-climatique, à ses instruments de mesures et aux trois appareils de chauffage pour cette expérience. Les auteurs tiennent également à remercier le Conseil National des Sciences naturelles et de Génie du Canada et M. Michel Trottier pour leur soutien financier.





# Troisième partie

## Annexes



## Liste des auteurs

### A

Aiane, Mehrez	728
Ait Mokhtar, Abd el Karim	927
Alaili, Kamal	200
Alhachach, Charbel	511
AL Hadad, Waseem	285
Allanic, Nadine	568
Andres, Yves	897
Arrabie, Cédric	919
Aubert, Stéphane	656
Aumeunier, Marie-Hélène	120
Autrique, Laurent	520

### B

Bailleul, Jean-Luc	511
Bataille, Françoise	71
Batsale, Jean-Christophe	592
Battaglia, Jean-Luc	4
Beaubert, François	648
Bédécarrats, Jean-Pierre	130, 253
Bégot, Sylvie	309, 437
Belarbi, Rafik	927
Bellenot, Grégoire	164
Bellettre, Jérôme	245
Bénard, Pierre	325
Bencid, Abdeslam	21
Benhamou, Brahim	770
Benkahla, Youb Khaled	38
Bennouna, Amin	770
Bensalem, Mohamed	592
Bentivoglio, Fabrice	164
Bentivoglio, Jérôme	261
Bergin, Gaëtan	536
Bernada, Philippe	182
Bernhard, Maité	421
Beust, Clément	130
Billaud, Yann	13, 528, 817
Binet, Maureen	897
Blet, Nicolas	680
Blondel, Quentin	261
Bodnar, Jean-Luc	632
Bolis, Ricardo	584

Bonjour, Jocelyn	381
Boudard, Emmanuel	429, 728
Bou Nader, Wissam	437
Boutaous, M'Hamed	341, 664
Boutra, Abdelkader	38
Bouyaud, Muriel	429, 712, 728
Bouzid, Sihem	809
Bozonnet, Emmanuel	793
Bricteux, Laurent	325
Brima, Abdelhafidh	809
Bruneau, Denis	762, 778
Bruno, Paolo	897
Buchlin, Jean-Marie	503
Bussoniere, Sébastien	381

### C

Cadile, Claudia	704
Caliot, Cyril	234
Caney, Nadia	261
Caron, Didier	172, 208
Carrère, Pierre	156
Castaing-Lasvignottes, Jean	413, 421, 485, 968
Cazenave, Florian	182
Chamoin, Ludovic	786
Chardome, Geoffroy	952
Charrier-Mojtabi, Marie-Catherine	190
Charton, Sophie	494
Chatellier, Patrice	786
Chavez, Ana Gabriela	817
Chen Austin, Miguel	762
Chénier, Eric	216
Chorin, Paul	672
Chriaa, Ibtissem	608
Clauzade, Bertrand	968
Climent, Eric	494
Cordier, Marie	325
Coste, Frédéric	584
Coulboux, Guillaume	897
Courtois, Mickaël	544
Couture, Frédéric	182
Cretteur, Laurent	226

Cuminal, Yvan.....560

**D**

Dal, Morgan ..... 584  
 Danaïla, Ionut ..... 146  
 Danaïla, Luminita ..... 146  
 Daumas, Françoise..... 87  
 David, Mathieu..... 413  
 Davies, Simon ..... 461  
 Debenest, Gérald ..... 704  
 Delaleux, Fabien..... 445  
 Delaunay, Didier..... 576  
 Detalle, Vincent ..... 632  
 Deterre, Rémi ..... 568  
 Deydier, Alexandre ..... 253  
 Dib, Ghady..... 461  
 Dijoux, Alexandre ..... 968  
 Djatouti, Zohra..... 786  
 Djetel, Steve..... 437  
 Djidjelli, Hocine..... 21  
 Doineau, Moran ..... 389  
 Ducros, Frédéric ..... 656  
 Dujardin, Nicolas ..... 849  
 Dumoulin, Jean..... 688, 825  
 Dupont, Vincent..... 720  
 Dupuy, Dorian ..... 71  
 Durastanti, Jean-Félix ..... 445  
 Duret, Steven..... 960

**E**

Egal, Renaud ..... 536  
 Elharfi, Hassan ..... 54  
 El Idi, M. M. .... 616  
 El Rassy, Elissa ..... 13  
 Esparcieux, Philippe ..... 317  
 Espargillière, Harold ..... 301  
 Ezzahi, Younès ..... 200

**F**

Fabbro, Rémy ..... 584  
 Falcoz, Quentin..... 452  
 Farinha, André Tristany ..... 503  
 Fasquelle, Thomas ..... 452  
 Feldheim, Véronique ..... 739, 952  
 Ferrand, Martin ..... 656  
 Feuillet, Vincent..... 849  
 Flick, Denis..... 960  
 Fohanno, Stéphane..... 208  
 Fois, Magali..... 21, 849  
 Foucaran, Alain..... 560  
 Fourmigué, Jean-François ..... 656  
 Fradin, Jean-Pierre ..... 704  
 Franquet, Erwin ..... 130

**G**

Galizzi, Cédric ..... 138  
 Garcia, Pierre..... 130  
 Garde, François..... 413  
 Gavignet, Eric ..... 437  
 Gérardin, Jonathan..... 120  
 Geslain, Edouard ..... 226  
 Gibout, Stéphane..... 919  
 Gilblas, Rémi..... 104  
 Girault, Manuel..... 568  
 Giroux-Julien, Stéphanie ..... 873  
 Glantz, Tony ..... 624  
 Glouannec, Patrick..... 389, 833  
 Godefroy, Alexis ..... 469  
 Gradeck, Michel..... 600, 624, 696  
 Greffet, Rémy ..... 801  
 Grillère, Sébastien ..... 95  
 Grosjean, Sébastien..... 293  
 Gualous, Hamid..... 30  
 Guestal, Mabrouk..... 46  
 Guiheneuf, Vincent ..... 445  
 Guillier, Laurent..... 960

**H**

Haberschill, Philippe..... 461  
 Hadj Achour, Miloud ..... 696  
 Hagani, Fouad ..... 664  
 Haillot, Didier ..... 253, 919  
 Hallemans, Elise ..... 897  
 Hamidi, Mohamed Salim ..... 87  
 Harnane, Yamina ..... 809  
 Henon, Aurelien ..... 911  
 Henry, Jean-François ..... 172, 208, 397  
 Hequet, Valérie ..... 897  
 Hort, Cécile..... 897

**I**

Ibos, Laurent ..... 21, 849  
 Indurain, Bruce..... 648

**J**

Jaafar, Mohamad Ali ..... 373  
 Javaudin, Benjamin..... 104  
 Jayapragasam, Puvikkarasan..... 639  
 Joly, Frédéric ..... 293  
 Joubert, Patrice ..... 112

**K**

Kabore, Madi..... 793, 801  
 Kaced, Yazid ..... 833  
 Kadja, Mahfoud ..... 46  
 Karkri, Mustapha .. 608, 616, 841, 857, 865  
 Kazeoui, Habiba ..... 927  
 Kebiche, Zineddine..... 79

Knikker, Ronnie	664
Kodjo, Kossi-Mensah	841
Koenen, Alain	935
Kremer, Mathieu	95
Kuhni, Manuel	138

**L**

Labergue, Alexandre	600, 624
Labsi, Nabila	38
Lachassagne, Laurent	720
Lafqir, Fatima Ezzahra	770
Laguerre, Onrawee	960
Lalanne, Nicolas	95
Lalot, Sylvain	648
Lamalice, Annie	919
Lamarche, Louis	477, 889, 903
Lamien, Bernard	544
Lamsaadi, Mohamed	54
Lanzetta, François	309, 437
Laroche, Emmanuel	63
Lassue, Stéphane	881, 976
Launay, Julien	568
Lavieille, Pascal	720
Le Maoult, Yannick	104
Leang, Enghok	881
Lea, Pierre	172, 397
Le Bideau, Pascal	639
Le Borgne, Kilian	976
Lecoanet, Alexandre	696
Le Corre, Sreven	511
Le Dreau, Jérôme	801
Legendre, Dominique	494
Léger, Jérémie	976
Le Masson, Philippe	544
Le Masson, Stéphane	277, 365, 389, 833
Le Maux, Dylan	544
Lemoine, Fabrice	600
Lemonnier, Denis	112, 528
Le Niliot, Christophe	120
Léon, Olivier	63
Le Touz, Nicolas	688
Limam, Karim	770
Lips, Stéphane	138, 680
Liu, Yang	528
Logerais, Pierre-Olivier	445
Lo Jacono, David	704
Lorreyte, Clarisse	172, 397
Louahlia, Hasna	30, 277, 405
Loulou, Tahar	639
Lybaert, Paul	325

**M**

Maillet, Denis	285
----------------	-----

Maillot, Christophe	485
Mancaux, Jean-Marie	301, 747
Marc, Olivier	413, 421, 485, 968
Marie, Alexandre	720
Marie, Bertille	253
Marion, Michaël	405
Marmoret, Laurent	817
Marquis, Damien	935
Martel, Samuel	138
Martinez, Simon	943
Marty, Fabien	357
Marty, Philippe	164
Marvillet, Christophe	317
Massoli, Patrizio	245
Mastrippolito, Franck	656
Mazet, Nathalie	469
Mazet, Thierry	536
Mehrez, Aiane	429
Menaud, Jean-Marc	365
Ménézo, Christophe	873
Merai, Mouna	960
Mertz, Theophile	911
Mével, Laurent	825
Mezrhab, Ahmed	857, 865
Michaux, Ghislain	801, 943
Millan, Pierre	4
Mindeguia, Jean-Christophe	592
Miscevic, Marc	720
Mojtabi, Abdelkader	190
Mokrane, Aoulaiche	341
Molina, Sophie	253
Monchau, Jean-Pierre	95
Mora, Laurent	762
Moreau, Florian	672
Moret, Stéphane	95
Morgan, Sans	552
Mouhoubi, Kamel	632
Moussa, Omar	245
Mousseau, Pierre	568
Moynault, Laurent	897

**N**

Nadjahi, Chayan	277
Nattes, Pierre-Henri	333
Ndame Ngangue, Max	269
Nesreddine, Hakim	889, 903
Neveu, Alain	293
Neveu, Pierre	452
Nguyen, Cong Tam	208
Nicolas, Xavier	216
Noël, Hervé	389
Nörtershäuser, David	365, 389, 833
Nova-Rincón, Arley	754

**O**

Olivès, Régis.....	301, 747
Ordenez-Miranda, Jose.....	200
Orlande, Helcio.....	544
Ortega del Rosario, Maria de Los Angeles	
778	
Ouattara, Bafétigué.....	190
Ouyahia, Seif-Eddine.....	38

**P**

Paradis, Pierre-Luc.....	889, 903
Parent, Gilles.....	552
Payot, Frédéric.....	696
Pena Carrillo, Juan David.....	624
Perez, Laetitia.....	520
Périer-Muzet, Maxime.....	469
Perrin, Rémi.....	793
Piau, Jean-Michel.....	688
Piché, Paul.....	919
Pierre, Thomas.....	226, 544
Planquart, Philippe.....	503
Platel, Vincent.....	897
Popa, Catalin-Viorel.....	208
Pouvreau, Cédric.....	226
Pouvreau, Jérôme.....	130
Pradere, Christophe.....	592
Prat, Marc.....	156
Pron, Hervé.....	172, 397
Py, Xavier.....	919

**Q**

Quéméner, Olivier.....	817
Quilichini, Emmanuel.....	421
Quintanilla, Alberto Martin.....	309
Quinten, Julien.....	739

**R**

Rachih, Azeddine.....	494
Raji, Saed.....	778
Rakotondrandisa, Aina.....	146
Ramdane, Samy.....	216
Ramousse, Julien.....	429, 728
Ranc, Pierre.....	309
Randrianalisoa, Jaona.....	172, 397
Remy, Benjamin.....	536
Reneaume, Jean-Michel..	357, 373, 754, 911
Reulet, Philippe.....	4, 63
Revellin, Rémi.....	138, 461
Rigollet, Fabrice.....	120
Rimbert, Nicolas.....	696
Riou, Olivier.....	445
Riviere, Garry.....	485
Rizk, Rania.....	30

Rodiet, Christophe.....	560
Rogeon, Philippe.....	226
Rouabah, Farid.....	21
Rouizi, Yassine.....	817
Rouquette, Sebastien.....	349
Rousse, Daniel R.....	889, 903, 919, 976
Rullière, Romuald.....	461

**S**

Sab, Karam.....	841
Salagnac, Patrick.....	793, 801, 943
Salem, Thouraya.....	849
Sartre, Valérie.....	381, 680
Saury, Didier.....	13, 112, 528, 672
Schaetzel, Pierre.....	30
Schick, Vincent.....	285, 536, 552
Schneider, Matthieu.....	584
Sébastien, Patrick.....	778
Sempey, Alain.....	762
Sentenac, Thierry.....	104
Sergent, Anne.....	112
Serin, Jean-Paul.....	182
Serra, Sylvain.....	357, 373, 754, 911
Sghiouri, Haitham.....	857, 865
Simpore, Sidiki.....	413
Sinama, Frantz.....	485, 968
Sochard, Sabine.....	357, 373, 754
Sommier, Alain.....	592
Spaccapaniccia, Chiara.....	503
Stiti, Mehdi.....	600
Stouffs, Pascal.....	269
Stutz, Benoit.....	429, 712, 728

**T**

Tahakourt, Abd el Kader.....	927
Talatizi, Charly.....	120
Tapaches, Emeric.....	485
Tarlet, Dominique.....	245
Tauveron, Nicolas.....	261
Tazzit, Mohamed Amine.....	897
Terrier, Marie-France.....	333
Terzibachian, Elie.....	317
Thebault, Martin.....	873
Thonon, Maxime.....	712
Tittlein, Pierre.....	881
Tobaly, Pascal.....	333
Toudja, Nihal.....	38
Toullier, Thibaud.....	825
Toutant, Adrien.....	71, 87
Tremeac, Brice.....	317, 333
Trigui, Abdelwaheb.....	608

**U**

Ustepryust, David ..... 648

**V**

Vallet, Jean-Marc ..... 632

Van Ghèle, Loïc ..... 4

Vera, Karine ..... 293

Vérant, Jean-Luc ..... 4

Vergnaud, Alban ..... 520

Villatte, Bruno ..... 511

Villiere, Maxime ..... 576

**W**

Waeytens, Julien ..... 786

Wang, Yewan ..... 365

Wang, Ying ..... 112

**X**

Xin, Shihe ..... 341, 664

**Y**

Yvonnet, Julien ..... 841

**Z**

Zacharie, Célien ..... 536, 696

Zahiri, Abdessamad ..... 54

Zalewski, Laurent ..... 881

Zebian, Maxime ..... 680

Ziyati, Dounia ..... 208



**LaTEP**

Laboratoire de Thermique  
Énergétique et Procédés



**'TORAY'**

Toray Carbon Fibers Europe







## AIR FRANCE KLM Global Meetings & Events

### La solution transport pour vos événements

La solution idéale pour répondre aux besoins des organisateurs :

- Homologuez simplement vos événements nationaux et internationaux
- Offrez à vos participants des réductions\* sur leurs billets d'avion
- Gagnez des billets gratuits avec notre programme de récompense dédié

Renseignements et achats sur [www.globalmeetings.airfranceklm.com](http://www.globalmeetings.airfranceklm.com) et toutes les agences de voyage habilitées.

\* Réductions sur une très large gamme de tarifs jusqu'à 50% sur le réseau Métropole et jusqu'à 15% à l'international sur tous les vols AIR FRANCE, KLM et leurs compagnies partenaires avec un numéro de vol AIR FRANCE et KLM.



## AIR FRANCE KLM Global Meetings & Events

### The transport solution for your events

The best solution to meet the needs of organizers:

- Register your international events in just a few clicks
- Offer your attendees discounts on a large selection of public fares\*
- Win free tickets with our dedicated reward program

Registration and booking on [www.globalmeetings.airfranceklm.com](http://www.globalmeetings.airfranceklm.com) and all authorized travel agencies.

\* Discounts on a large selection of public fares up to 15% on international flights on AIR FRANCE, KLM and their partner airlines with an AIR FRANCE or KLM flight number.