

THERMIQUE ET INDUSTRIE DU FUTUR

ACTES

DU

CONGRÈS ANNUEL DE LA
SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

SFT 2019

3 — 6 JUIN 2019
NANTES, CITÉ DES CONGRÈS

ORGANISÉ PAR

LE LABORATOIRE DE THERMIQUE ET ÉNERGIE DE NANTES
LE LABORATOIRE GÉNIE DES PROCÉDÉS - ENVIRONNEMENT ET AGROALIMENTAIRE
L'UNIVERSITÉ DE NANTES

Première partie

Prolégomènes

Parrainage

Le Congrès Français de Thermique SFT 2019, organisé à la Cité des Congrès de la ville de Nantes, a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et organismes suivants :

Nantes Métropole

2 Cours du champ de Mars
44923 Nantes Cedex 9
www.nantesmetropole.fr



Région Pays de la Loire

Hôtel de la région
1 rue de la Loire
44966 Nantes Cedex 9
www.paysdelaloire.fr



CNRS

3 rue Michel-Ange
75794 Paris Cedex 16
www.cnrs.fr



Université de Nantes

1 quai de Tourville
BP 13522
44035 Nantes Cedex 1
www.univ-nantes.fr



UNIVERSITÉ DE NANTES

Polytech' Nantes

Rue Christian Pauc
44306 Nantes
www.polytech.univ-nantes.fr



École d'ingénieurs de l'université de Nantes

IUT de Nantes

3 rue du Maréchal Joffre
BP 34103
44041 Nantes cedex 1
www.iutnantes.univ-nantes.fr



Université de Nantes

Université Bretagne Loire

Cité Internationale
1 place Paul Ricoeur
CS 54417
35044 Rennes cedex
www.u-bretagne-loire.fr



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

COMSOL France

10 avenue Doyen Louis Weil
38000 Grenoble, France
www.comsol.com

Contact : Frédéric BERNARD

☎ 04 76 46 49 01

✉ frederic.bernard@comsol.fr



FLIR SYSTEMS ATS

40, av de Lingenfeld
77200 Torcy, France
www.flir.fr

Contact : Patrice BALCON

☎ 06 26 26 85 75

✉ patrice.balcon@flir.fr



Optris GmbH

Ferdinand-Buisson-Str. 14
13127 Berlin, Allemagne
www.optris.fr

Contact : Hadrien Cantau

☎ +49 30-500 197-26



Telops France

6, rue du Docteur Schweitzer
91420 Morangis, France
www.telops.com

Contact : Éric GUYOT

☎ 01 70 27 71 34 / 06 68 00 67 23

✉ eric.guyot@telops.com



Themacs Ingénierie

2, bis rue Alfred Nobel
77420 Champs-sur-Marne, France
www.themacs-engineering.com

Contact : J.-P. MONCHAU

☎ 06 29 82 44 34

✉ monchau@themacs.fr



Comité d'organisation

Équipe locale

Le 27^e congrès de la SFT¹ est organisé par le Laboratoire de Thermique et Énergie de Nantes² et le laboratoire GENie des Procédés - Environnement et Agroalimentaire³.

Président d'honneur :	Didier Delaunay
Président :	Jean-Luc Bailleul
Secrétaires scientifiques :	Nadine Allanic, Stéphane Roux
Secrétaire administrative :	Brigitte Rousseau
Gestionnaire informatique :	Nathalie Robert

Membres :

Juliana Amirdine	Pierrick Haurant	Yannick Madec
Bruno Auvity	Michel Havet	Pierre Mousseau
Julien Avenet	Rawad Himo	Laetitia Perez
Sofiane Belhabib	Yvon Jarny	Isabelle Petit
Jérôme Bellettre	Christophe Josset	Enrique Reyes Rodriguez
Yves Béreaux	Eric Le Gal La Salle	Olivier Rouaud
Baptiste Bouyer	Yves Lecointe	Benoit Rousseau
Nicolas Boyard	Steven Le Corre	Vincent Sobotka
Cathy Castelain	Nicolas Lefèvre	Jérôme Soto
Ghinwa El Hajj Sleiman	Jack Legrand	Queen Tannous
Yilin Fan	Arthur Lepoivre	Cyril Toublanc
Bertrand Garnier	Arthur Lévy	Eliane Younes

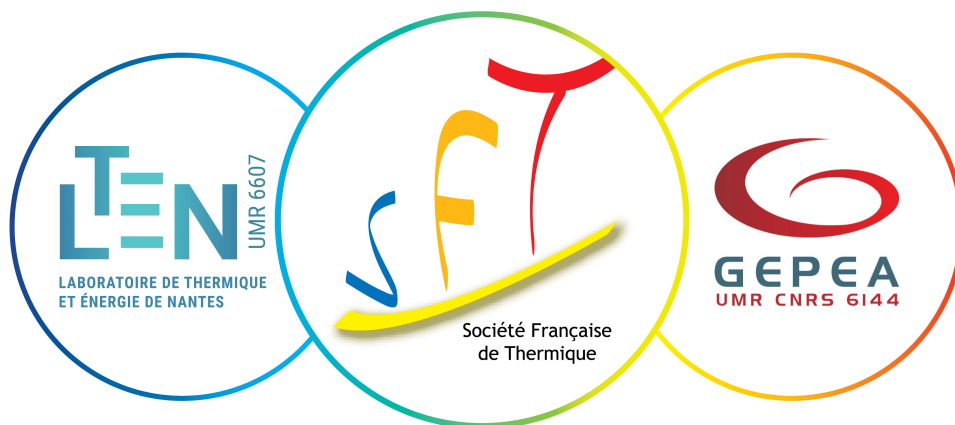
Comité Scientifique de la SFT

Jérôme Bellettre	LTeN	Jocelyn Bonjour	CETHIL
Didier Delaunay	LTeN	Bernard Desmet	LAMIH
Patrick Glouannec	LIMATB	Michel Gradeck	LEMETA
Souad Harmand	TEMPO	Christophe Journeau	CEA
Joël Lallier	THALES	Najib Laraqi	LTIE
Fabrice Laturelle	Ariane Group	Philippe Le Masson	LIMATB
Christophe Le Niliot	IUSTI	Pierre Millan	ONERA
Céline Morin	LAMIH	Michel Pons	LIMSI
Benoît Rousseau	LTeN	Patrick Salagnac	LASIE
Didier Saury	Pprime	Franck Vouzelaud	THALES

1. www.congres-sft.fr/2019/

2. LTeN : www.polytech.univ-nantes.fr/ltn/

3. GEPEA : www.gepea.fr



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.

Yacine Ait Oumeziane	Nadine Allanic	Sakir Amiroudine
Jay Amrit	Bruno Auvity	Vincent Ayel
Jean-Luc Bailleul	Francoise Bataille	Jean-Luc Battaglia
Philippe Baucour	Sylvie Begot	Jerome Bellettre
Yves Bereaux	André Bergeron	Jean-Jacques Bezian
Jean-Luc Bodnar	Jocelyn Bonjour	Pascal Boulet
Nicolas Boyard	Jean-Pierre Bédécarrats	Cyril Caliot
Jean-Paul Caltagirone	Cathy Castelain	Marie-Catherine Charrier-Mojtabi
Victorin Chegnimonhan	Xavier Chesneau	Claudia Cogné
Thibaut Colinart	Marie Cordier	Jean-François Cornet
Franck David	Domingos De Sousa Meneses	Alain Degiovanni
Didier Delaunay	Philippe Desevaux	Bernard Desmet
David Donjat	Florent Duchaine	Marie-Christine Duluc
Jean-Pierre Dumas	Jean Dumoulin	François Durier
Yilin Fan	Yann Favennec	Loïc Favergeon
Gilles Flamant	Stéphane Fohanno	Jean-Pierre Fradin
Gilles Fraisse	Erwin Franquet	Matthieu Fénot
Jean-Laurent Gardarein	Bertrand Garnier	Stéphane Gibout
Florine Giraud	Patrick Glouannec	Dominique Gobin
Michel Gradeck	Xiaofeng Guo	Philippe Haberschill
Jean-Luc Harion	Souad Harmand	Pierrick Haurant
Michel Havet	Jean-François Henry	Jean-Francois Hetet
Nicolas Horny	Nicolas Huc	Laurent Ibos
Yves Jannot	Yvon Jarny	Patrice Joubert
Christophe Journeau	Mohammed Lachi	Stephanie Lacour
David Lacroix	Sylvain Lalot	François Lanzetta
Najib Laraqi	Berangere Lartigue	Pascal Lavieille
Cédric Le Bot	Steven Le Corre	Eric Le Gal La Salle
Yannick Le Maoult	Philippe Le Masson	Stéphane Le Masson
Christophe Le Niliot	Michel Lebouche	Damien Lecointe
Yves Lecointe	Thierry Lemenand	Denis Lemonnier
Renan Leon	Valérie Lepiller	Arthur Levy
Paul Lybaert	Denis Maillet	Jean-Marie Mancaux
Fadila Maroteaux	Marc Medale	Damien Meresse
Johann Meulemans	Ghislain Michaux	Jean-Pierre Monchau

Pierre Mousseau	Gérard Olivier	Régis Olivès
Jacques Padet	Julien Pellé	Anne Penninckx-Sans
Laetitia Perez	Isabelle Petit	Thomas Pierre
Vincent Platel	Jean-Pierre Ploteau	Berengere Podvin
Michel Pons	Hugues Pretrel	Hervé Pron
Julien Quinten	Olivier Quéméner	Mourad Rebay
Jean-Michel Reneaume	Philippe Reulet	Fabrice Rigollet
Olivier Rouaud	Simon Rouchier	Yassine Rouizi
Benoit Rousseau	Stéphane Roux	Serge Russeil
Jean-François Sacadura	Patrick Salagnac	Valérie Sartre
Vincent Schick	Sylvain Serra	Monica Siroux
Vincent Sobotka	Jérôme Soto	Pascal Stouffs
Francoise Thellier	Cédric Thiebaut	Frederic Topin
Cyril Toublanc	Adrien Toutant	Brice Tremeac
Rodolphe Vaillon	Marielle Varenne-Pellegrini	Etienne Videcoq
Gerard Vignoles	Franck Vouzelaud	Marc Wagner
Etienne Wurtz	Robert Yu	Belkacem Zeghmati

Le mot du comité d'organisation

Dix-huit ans après la précédente édition Nantaise, un demi-siècle après sa création, le Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes s'est associé avec le laboratoire de Génie des Procédés-Environnement-Agro-alimentaire pour l'organisation du vingt septième congrès annuel de la Société Française de Thermique à Nantes du 3 au 6 juin 2019.

En liaison avec le comité scientifique de la SFT, le comité d'organisation a proposé pour cette nouvelle édition 2019 de mettre en lumière le thème :

« Thermique et Industrie du Futur »

Dans le paradigme de l'industrie du futur, l'usine est propre, sobre énergétiquement et s'intègre intelligemment dans sa ville. Même si le numérique est au centre de la quatrième révolution industrielle, ce concept est bien plus large et il rajoute connectivités et possibilités dans de nombreux domaines de recherche. Parmi les piliers de l'industrie 4.0, se trouvent entre autre les notions de développement durable et d'économie de matières premières, l'émergence de matériaux et procédés nouveaux et le contrôle en ligne. Bien qu'ils ne soient pas forcément décrits en tant que tels dans les textes la définissant, les verrous scientifiques propres aux transferts de chaleur et à l'énergétique sont bien présents dans l'industrie du futur et sont notre cœur de préoccupation aujourd'hui.

Les conférences plénières et ateliers organisés autour de ce thème permettent d'en donner une vision d'ensemble en lien avec différents secteurs d'activités (aéronautique, aérospatiale, automobile, procédés de mise en œuvre, systèmes énergétiques, . . .) et de la replacer dans un contexte sociétal plus large de consommations énergétiques.

Ainsi, par exemple, dans un objectif de minimisation des consommations énergétiques des véhicules, les propriétés mécaniques des matériaux doivent être optimisées. Ce travail ne peut être conduit sans considérer finement les échanges de chaleur entre les pièces réalisées et leur environnement tout au long de leur mise en œuvre. Pour cela, la métrologie thermique est en constante évolution et les méthodologies expérimentales évoluent, ainsi que les modèles numériques.

Par ailleurs, de nouvelles technologies de mise en œuvre des matériaux, métalliques comme polymères, sont apparues, faisant également apparaître de nouvelles problématiques scientifiques. Ainsi, l'impression 3D impose de nouveaux questionnements où les transferts de chaleur sont au cœur d'une physique fortement couplée avec la mécanique et les transformations physique et/ou chimique.

Les problématiques énergétiques sont également centrales. En effet, le développement de réseaux de chaleur de plus en plus étendus n'est pas sans poser de nouvelles contraintes sur les conditions de circulation des fluides. De la même manière, les sources d'énergies doivent être de plus en plus bio-sourcées, tout en augmentant en puissance afin de répondre à une demande en forte croissance. La mise au point, le pilotage et le contrôle de telles installations ne peut être fait sans le développement de l'Usine 4.0.

À l'heure où la science thermique est de plus en plus couplée à d'autres phénomènes physiques, et ne peut donc de moins en moins s'envisager seule, un temps fort de ce congrès sera

consacré à la transversalité de notre société savante. Au travers d'un cas concret, des approches développées par nos collègues de la mécanique et du génie des procédés montreront la complémentarité de trois associations savantes que sont l'Association Française de Mécanique (AFM), la Société Française de Génie des Procédés (SFGP) et la Société Française de Thermique (SFT). Cet atelier sera sans aucun doute un temps fort de ce congrès 2019.

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 jeune chercheur parmi les neuf 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 soirée de gala du congrès.

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

Jean-Luc Bailleul
Président du comité d'organisation de SFT 2019

Programme

Conférences plénières

La mission JUICE (JUperiter ICy moons Explorer)

Lundi 3 juin 2019 – 17h

OLIVIER GRASSET

Laboratoire de Planétologie et Géodynamique, Université de Nantes

Après l'obtention de son doctorat à l'Université d'Orsay en 1994, Olivier Grasset devient maître de conférence puis professeur à l'Université de Nantes. Ses thématiques de recherche comprennent la modélisation numérique des transferts convectifs dans les manteaux planétaires, l'expérimentation haute pression et basse température sur les matériaux glacés, les relations masse – rayon des exoplanètes de type Terre, ou encore l'exploration spatiale du système de Jupiter. Il a été directeur du Laboratoire de Planétologie et Géodynamique et membre de nombreux comités scientifiques. Il est actuellement président du groupe d'experts « Solar System Exploration » à l'agence spatiale européenne (ESA) depuis 2017, qui fournit des recommandations scientifiques afin de sélectionner les futures missions spatiales, et conseiller sur les investissements d'avenir dans le cadre de la recherche spatiale.

Étudier Jupiter et trois de ses lunes, telle sera la mission du satellite JUICE (JUperiter ICy moons Explorer), dont le lancement est prévu pour 2022. Les données recueillies permettront notamment de mieux cerner les conditions nécessaires à l'apparition de la vie.

Quelles sont les conditions qui président à la formation des planètes et à l'émergence de la vie ? Comment est né le système solaire ? Autant de questions fondamentales auxquelles la mission JUICE tentera de répondre à partir de 2030, grâce à l'exploration de Jupiter et de trois de ses lunes.

Au cours de cette phase d'exploration qui durera 3,5 ans, JUICE portera une attention toute particulière à Ganymède, une lune de Jupiter suspectée d'abriter un océan liquide sous sa croûte de glace. En analysant cet océan liquide, JUICE recueillera ainsi des informations précieuses sur les conditions nécessaires à l'apparition de la vie dans ce type d'environnement.

L'étude d'Europe et de Callisto, deux autres lunes de Jupiter, fera également partie du programme.

Enfin, JUICE analysera l'atmosphère et la magnétosphère de Jupiter (la magnétosphère est la zone située autour d'un corps céleste dont les caractéristiques physiques sont régies par le champ magnétique produit par ce dernier), et les interactions avec ses lunes.

Source : <https://juice.cnes.fr/fr/>

Techniques de refroidissement de bandes d'acier mobiles

Mardi 4 juin 2019 – 8h30

JEAN-MARIE BUCHLIN

Institut von Karman de dynamique des fluides, Rhode-Saint-Genèse, Belgique

Après l'obtention de son doctorat en 1978 à l'Université Libre de Bruxelles, Jean-Marie Buchlin devient professeur au sein du prestigieux Institut von Karman. Ses thématiques de recherche couvrent les transferts thermiques, mais également les écoulements multiphasiques, les instabilités à surface libre, ou encore les changements de phase en milieu poreux. Il est éditeur associé de la revue Journal of Applied Fluid Mechanics.

De nos jours, l'industrie automobile requière la fabrication d'aciers de très hautes performances. Ceux-ci doivent présenter de très bonnes caractéristiques de dureté, d'élasticité, de malléabilité et de résistance à la corrosion. La réalisation de ces aciers repose, en partie, sur le contrôle de la cinétique du refroidissement de bandes mobiles.

Dans les lignes de galvanisation continue (CGL) où la vitesse de bande peut aller de 150 m/min à 180 m/min, les batteries de refroidissement doivent abaisser la température de 450 °C à 250 °C dans la partie de post essorage. Dans les lignes de recuit continu (CAL), la bande peut se déplacer de 200 m/min à 450 m/min et sa température devrait chuter rapidement de 800 °C à 200 °C.

Pour ce faire, différentes techniques de refroidissement sont mises en oeuvre. Certaines sont basées sur des plenums de jets gazeux composés d'air ou de H₂ avec une concentration d'hydrogène allant jusqu'à 30%. D'autres impliquent des unités diphasiques sous forme de sprays d'eau. Le refroidissement par gaz se fait via des arrangements de buses rondes – un exemple est proposé à la figure 1 – ou à fentes. Ils permettent d'atteindre des taux de refroidissement de 100 °C/s pour une épaisseur de tôle de 1 mm. Les aspersion à eau, dont un exemple est montré à la figure 2, peuvent conduire à une amélioration significative du refroidissement selon le régime d'ébullition réalisé.



Figure 1 : Plénum à jets gazeux ronds



Figure 2 : Batterie à sprays d'eau

La conférence fait le point sur les mécanismes physiques rencontrés dans ces refroidisseurs, les modélisations développées, les approches pour passer de l'industrie au pilote laboratoire et les métrologies utilisées. L'exposé se termine par quelques applications industrielles.

Optimisation des réseaux de chaleur

Mardi 4 juin 2019 – 14h

ALAIN SAUVANT
ENGIE Réseaux, Nantes

ENGIE Réseaux, filiale de ENGIE Energie Services, Leader européen des services à l'énergie, développe un savoir-faire unique dans la production et la distribution locale d'énergies vertueuses.

Le recours à l'énergie géothermale, l'installation de chaufferies biomasse et la récupération de chaleur, comme la valorisation des déchets ménagers ou de l'énergie fatale, composent un mix énergétique de plus en plus renouvelable et rendent accessible un mode de chauffage efficace.

ENGIE Réseaux présentera son retour d'expérience en terme d'optimisation.

Deux approches sont mises en œuvre, les solutions techniques et les bonnes pratiques de conduite et maintenance. Tout ceci visant à obtenir un comportement vertueux en consommation énergétique liées aux pertes thermiques et à la consommation électrique des pompes du réseaux.

Il existe de nombreuses solutions techniques d'optimisation des réseaux permettant de renforcer leur pertinence technique, économique et environnementale, que ce soit sur les réseaux anciens comme sur les réseaux neufs.

Compression quasi-isotherme d'air pour le stockage d'énergie en mer

Mercredi 5 juin 2019 – 8h30

THIBAUT NEU

SEGULA Technologies, Nantes Université, GEPEA

Dans un monde souhaitable où les énergies renouvelables deviennent notre source principale d'énergie, la question de son stockage revêt un intérêt majeur. Développé depuis 2013 par une entreprise (SEGULA Technologies) en collaboration avec plusieurs laboratoires de recherche (GEPEA, IREENA, LTeN, LMFL. . .), le système de stockage d'énergie en mer par air comprimé REMORA est une proposition de solution basée sur le principe de compression et de détente quasi isotherme d'air par piston liquide.

Les travaux présentés portent particulièrement sur l'optimisation de l'efficacité énergétique du système par l'étude des échanges thermiques de l'air lors de sa compression ou détente en utilisant de l'eau comme piston dans une colonne fermée. L'interaction thermique entre les parois, l'eau, l'air et l'effet de la variation de la pression permet un échange intense maintenant la température de l'air dans de faibles variations. Bien que conceptuellement simple, il apparaît que cet échange thermique et l'écoulement interne de l'air associé possèdent des caractéristiques singulières, mais répétables.

Les études ont notamment demandé la réalisation et l'exploitation de plusieurs bancs d'essai instrumentés, dont un dispositif de 6 m de haut pour l'étude de l'évolution thermodynamique de l'air en compression. Il a ainsi été mis en lumière l'effet des différents paramètres expérimentaux au travers de la proposition de nouvelles corrélations d'échange convectif interne. Les travaux se poursuivent actuellement par l'exploitation d'un nouveau dispositif expérimental permettant la mesure des champs de vitesses internes de l'air par méthode PIV dans une chambre de compression transparente.

L'optimisation énergétique globale du système, entre l'électricité consommée en mode stockage jusqu'à sa restitution en mode déstockage, fait également l'objet d'une nouvelle construction nommée ODySEA. Ce démonstrateur à terre et à petite échelle du système REMORA est réalisé dans le cadre d'un projet collaboratif lauréat d'un appel à projet ADEME et construit à Nantes au sein du Cetim. Cette réalisation marquera un pas important du transfert des connaissances scientifiques développées sur la compression par piston liquide vers l'industrie énergétique.

Chaudière biomasse de grosse puissance : enjeux et problématiques

Jeudi 6 juin 2019 – 10h30

STÉPHANE GUIHARD

Leroux et Lotz Technologies, Nantes

Aujourd'hui un des leaders dans le domaine des chaudières biomasse/déchets grâce à ses technologies développées en propre, Leroux et Lotz Technologies maîtrise l'ensemble des systèmes de combustion et de gazéification pour la valorisation de tous types de combustibles solides. LLT conçoit, réalise et met en service des solutions globales de production d'énergie pour des puissances allant de 10 à 150 MW_{th}. Le développement des filières Biomasse et Combustibles Solides de Récupération a été accompagné par une adaptation de la conception des chaudières pour répondre aux exigences les plus contraignantes en termes d'efficacité énergétique et de performances environnementales.

LLT présentera le retour d'expériences de ses derniers développements industriels réalisés pour la valorisation de la biomasse et des combustibles solides de récupération en combustion et en gazéification ainsi que ses nouvelles solutions d'optimisation de ces centrales via le développement de l'Usine 4.0.

Ateliers-débats

Métrologie thermique avancée

Mardi 4 juin 2019 – 16h30

FRANÇOIS LANZETA – FEMTO, Belfort
LAURENT IBOS – CERTES, Créteil
JEAN-LUC BAILLEUL – LTeN, Nantes
JEAN DUMOULIN – IFFSTAR, Nantes
BERTRAND GARNIER – LTeN, Nantes

Les besoins en métrologie thermique dans la recherche et développement ou l'industrie sont toujours d'actualité. L'utilité des mesures thermiques est extrêmement large, on peut citer :

1. l'analyse des aspects thermiques souvent couplés à d'autres phénomènes (transfert de masse . . .) et ceci parfois à différentes échelles ;
2. la caractérisation de grandeurs thermiques (propriétés thermiques, coefficient d'échange, résistance thermique d'interface ou de contact . . .) ;
3. l'intensification des transferts thermiques, de mélange . . . ;
4. la maîtrise et l'optimisation de procédés de fabrication ou de la qualité des produits réalisés.

L'objectif de cet atelier est de faire le point sur les avancées dans le domaine de la métrologie thermique notamment sur les aspects capteurs thermiques. Ainsi, on discutera des nouveaux capteurs de température avec des résolutions spatiales et temporelles améliorées (micro thermocouple filaire, thermocouple ou thermorésistance à base de couches minces) pour des mesures dans des fluides ou dans les solides, des problèmes des biais de mesures avec les solutions appropriées pour les réduire. Une synthèse sur les performances des nouveaux capteurs de flux de chaleur sera présentée. Pour les mesures sans contact, un point sera fait notamment sur les progrès récents dans le domaine de la thermographie infrarouge.

Plusieurs prototypes de capteurs parmi les plus originaux et performants seront apportés par les intervenants et pourront être observés et discutés notamment à l'issue de l'atelier.

Fabrication additive

Mardi 4 juin 2019 – 16h30

Synthèse de l'état de l'art concernant l'étude du transfert thermique dans le procédé d'impression par dépôt de fil fondu

SOFIANE BELHABIB – GEPEA, Nantes

ARTHUR LEPOIVRE – LTeN, Nantes

Le procédé d'impression par le dépôt de fil fondu (FDM pour Fused Deposition Modeling ou FFF pour Fused Filament Fabrication) est l'une des techniques les plus utilisées pour la fabrication additive de pièces plastiques. Ce procédé consiste à faire fondre un polymère dans une buse chauffée avant de le déposer couche par couche sur un plateau afin d'obtenir des pièces ayant des formes tridimensionnelles complexes. Cette technologie relativement simple a connu une croissance rapide grâce au très bon rapport qualité-prix des pièces fabriquées. Le passage d'une géométrie virtuelle (fichier CAO) vers une pièce réelle en une seule étape permet de s'affranchir des étapes qui limitent la production de pièces personnalisées par des procédés classiques de mise en forme des polymères. D'un point de vue pratique, par contre, les pièces imprimées présentent souvent des propriétés mécaniques très inférieures par rapport à ce que permet d'obtenir les procédés classiques tels que l'injection plastique. Par ailleurs, l'imprimabilité de certains matériaux représente un défi. En effet, l'utilisation d'un nouveau matériau doit passer par un processus d'optimisation nécessitant un ajustement précis des conditions de mise en œuvre et de la cinétique de dépôt. Sans cette optimisation, des problèmes d'adhérence entre les couches, décollement de la pièce du plateau de l'imprimante ou l'obstruction de la buse due à une température d'extrusion trop basse peuvent être rencontrés. D'autre part, l'utilisation d'une température d'extrusion élevée peut affecter la géométrie de la pièce car les couches déposées peuvent s'étaler d'une manière excessive compromettant ainsi l'intégrité structurelle du produit imprimé. Ces défauts d'impression peuvent être totalement ou partiellement résolus par une modulation de la température d'impression ou des conditions de refroidissement du système. Cela rend la compréhension des transferts thermiques, depuis l'extrusion jusqu'au refroidissement de la matière après son dépôt, d'une importance capitale comme le montre le nombre croissant de travaux de recherche portant sur le sujet ces dernières années.

L'objectif de cette présentation est de faire un bilan des études numériques et expérimentales dédiées au transfert thermique mis en jeu dans le procédé de dépôt de fil fondu en mettant en avant les résultats les plus marquants obtenus. Un classement concernant le type de mesure thermique réalisé, la complexité des modèles développés et les hypothèses simplificatrices retenues sera également proposé.

Problématique de la fabrication additive de pièces métalliques

| **MERIADEG REVAUD – Ariane Group**

Le secteur spatial devient compétitif avec l'arrivée d'acteurs américains et chinois ces dernières années. Afin de réduire les coûts et les cycles de fabrication de la prochaine génération de lanceurs Ariane 6, Ariane Group a lancé un programme de recherche et de développement dans le domaine de l'impression 3D aussi connu sous le nom de fabrication additive (ALM). Des applications, principalement dans le champ de la propulsion liquide, ont été identifiées comme des éléments d'injection des systèmes de combustion ou des échangeurs thermiques comme le Générateur de Gaz APU.

Un domaine dans lequel les défis sont nombreux reste la thermique. Effectivement, les gradients thermiques dans les chambre de combustion à circuit régénératif (3000 K à 20 K) ou l'optimisation des échanges thermiques entre certains composants des moteurs reste un challenge difficile à relever.

Les problèmes de thermiques se déclinent principalement en 3 volets :

- l'optimisation des propriétés thermiques des matériaux pour maîtriser les flux de chaleur (échange, isolation, . . .) ;
- la conception et l'optimisation des structures type échangeur prenant notamment en compte les spécificités du procédé ALM comme l'état de surface par exemple ;
- l'instrumentation permettant le contrôle en temps réel de la température des composants.

C'est pour cette raison que nous proposons pour cette SFT 2019 un atelier consacré à la thermique et l'ALM avec un cas d'application spécifique : des composants de moteur fusée. Nous proposons dans un premier temps de faire une présentation des développements ArianeGroup sur la thématique ALM avec un focus sur les pièces à enjeu thermique. Ensuite nous proposons de définir les enjeux thermiques dans l'ALM, y compris les pièces de moteurs fusées, en identifiant les difficultés rencontrées ces dernières années et la présentation de solutions proposées par l'industrie. Enfin ces difficultés rencontrées permettront de lancer une discussion/débat sur les éventuelles solutions qui pourraient être mises en œuvre avec l'aide de la communauté des thermiciens Français.

De l'éco-conception au recyclage des matériaux composites du futur

Atelier AFM-SFGP-SFT

Mercredi 5 juin 2019 – 16h30

Animation

ERIC ARQUIS – Université de Bordeaux
PHILIPPE LE MASSON – Université Bretagne Sud
CHRISTOPHE LE NILIOT – Aix-Marseille Université
JACK LEGRAND – Université de Nantes

Eco-conception d'une pièce : de quoi parle-t-on ?

| **NICOLAS PERRY – École Nationale Supérieure des Arts et Métiers**

L'écoconception est une démarche normée (ISO 14062) qui vise à intégrer les dimensions environnementales dans les démarches de conception avec une approche système, couplé a des évaluations multicritères et multi objectifs sur l'ensemble des phases du cycle de vie des produits ou services.

L'écoconception (qui est peut-être un terme dépassé) est l'un des sept piliers de l'économie circulaire telle que définit par l'ADEME. L'analyse de Cycle de Vie est la démarche normée (ISO 14040:2006) d'évaluation environnementale qui permet d'évaluer les impacts environnementaux du système étudié. L'écoconception s'inscrit aussi comme un outil de développement des solutions durables dans la logique de pensée et d'ingénierie du cycle de de vie.

Enfin, l'écoconception fait parti des thèmes inscrits dans le courant du "sustainable research" et qui s'inscrit dans les approches transverses pour développer des solutions qui répondent aux 17 Objectifs de Développement Durable des Nations Unies (2015). Le champs d'application de l'écoconception ou de la démarche d'ingénierie du cycle de vie a un très large domaine d'application et échelle d'analyse. C'est une des briques complémentaires aux approches d'écoinnovation en phase amont de développement de produit, mais aussi en lien avec l'écologie industrielle et territoriale.

La présentation s'appuiera sur la définition de l'écoconception de l'ADEME, pour montrer la démarche et les outils d'évaluation et d'aide à la décision. Cette présentation cherchera à pointer les questions clés sur la mise en œuvre de la démarche liés aux verrous sur les données et modèles d'évaluations d'impacts, les biais. Un focus spécifique mettra en avant le lien entre la conception et la fin de vie des produits (et les filières qui les opèrent).

Contraintes résiduelles lors du procédé de mise en œuvre des composites : comment maîtriser les couplages multi-physiques ?

| **MAEL PERON – Université de Nantes**

L'utilisation grandissante des matériaux composites par les industries automobile et aéronautique fait émerger de nouvelles problématiques liées notamment aux cadences de production à assurer. Ainsi, l'augmentation des cadences nécessite de limiter les temps de cycle et donc d'augmenter les variations de température imposées en paroi des pièces.

Par nature, les matériaux composites sont hétérogènes et les comportements thermo-mécaniques des constituants (fibre et résine) bien souvent très différents. Ces hétérogénéités sont la cause du développement de contraintes résiduelles, sous l'effet de la transformation de la matrice et du refroidissement de la pièce. Il apparaît alors qu'un refroidissement rapide amplifie les niveaux de contraintes car il mène à de plus fortes hétérogénéités de comportement au sein de la pièce, à travers l'apparition de forts gradients de température et de transformation. En effet, la matrice voit au cours du cycle ses propriétés mécaniques augmenter fortement et son volume diminuer. Elle

est cependant bloquée par les fibres, ce qui génère des contraintes à l'échelle microscopique. On retrouve des phénomènes similaires entre les différents plis constituant la pièce, ou entre la pièce et le moule.

Si elles ne sont pas maîtrisées, les contraintes résiduelles peuvent mener à de nombreux défauts dans la pièce, ce qui inclut de possibles altérations de la forme, une modification des propriétés mécaniques ou encore le développement de microfissures. Il apparaît alors intéressant de pouvoir prédire le développement de ces contraintes, afin d'optimiser les paramètres procédés et ainsi limiter les contraintes et leurs conséquences sur la santé finale de la pièce. Ceci requiert toutefois de maîtriser les transferts thermiques, de connaître les cinétiques de transformation et le comportement mécanique du matériau ainsi que les couplages qui peuvent exister entre ces différentes physiques.

Cette présentation traitera rapidement les causes de développement des contraintes résiduelles lors de la mise en œuvre des composites, et tentera de répondre à trois problématiques liées à cette thématique :

- Comment caractériser le comportement thermo-mécanique des matrices organiques et des matériaux composites associés ?
- Comment décorrélérer les contributions thermique, mécanique et liée à la transformation lors de ces essais de caractérisation ?
- Comment traduire le comportement thermo-mécanique et modéliser le développement de ces contraintes ? Quels sont les couplages à prendre en compte ?

La fin de vie et le recyclage des matériaux !

| VALERIE LAVASTE – ALTRAN

Après 4 années de recherche entre Altran, Toulouse Business School, le Laboratoire de Génie Chimique et l'Institut des Sciences Moléculaires, le projet SEARRCH (Sustainability Engineering Assessment Research for Recycled Composites with High value) est arrivé à son terme en Janvier 2018. Les résultats de SEARRCH fournissent un cadre d'étude et des outils pour mettre en œuvre des filières avec une approche développement durable. Ainsi, le projet a montré que la mise en place d'une filière dédiée au recyclage des composites sera très complexe, cela est dû à l'incertitude sur la disponibilité des gisements, à la diversité des matériaux à traiter, des acteurs et de la chaîne de valeur associée. Lors de cette présentation, les principaux résultats et réponses obtenus seront présentés en abordant l'état et l'estimation des gisements, les principales technologies de recyclage, l'évaluation de l'acceptabilité industrielle, et le modèle de déploiement de la filière.

Si les conclusions majeures devaient être résumées en quelques points, il faudrait surtout retenir que la future filière durable de recyclage des matériaux composites :

- sera multiprocédés : différentes technologies seront nécessaires pour répondre au besoin du système complexe constitué de l'ensemble des acteurs, des produits et des services en lien avec les matériaux composites ;
- va adresser une multiplicité de marchés pour la réutilisation des fibres recyclées, mais ceux-ci restent à développer et structurer. La question du prix à atteindre pour la réutilisation des fibres recyclées reste cruciale ;
- nécessitera l'implication de leaders identifiés capables de prendre des décisions stratégiques dans l'établissement de cette filière (grands donneurs d'ordre du secteur aéronautique, IATA, OACI) pour se structurer et voir le jour, à l'image d'autres secteurs tels que l'automobile par exemple. Ceci peut passer par la mise en place d'outils incitatifs, certains existent même déjà (ex. financement de projet dans le cadre des investissements d'avenir) ;
- l'amélioration des technologies de recyclage permettra d'atteindre une solution basée sur le compromis entre les objectifs économiques, environnementaux et sociaux.

Prix Biot-Fourier

Neuf 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.

Etudes expérimentale et théorique d'un caloduc à ailettes creuses en polymère en présence de gaz incondensables

Elise Berut^{1,*}, Stéphane Lips¹, Valérie Sartre¹, Frédéric Lefevre¹

* ✉ : elise.berut@insa-lyon.fr

¹ CETHIL UMR5008

Mots clés : caloduc, gaz incondensables, ailettes creuses

(Cf. page [415](#))

Etude de la dynamique instationnaire d'un panache thermique soumis à une pesanteur variable

Aurélien Doriat¹, Cédric Schreck¹, Gildas Lalizel², Florian Moreau^{2,*}

* ✉ : florian.moreau@ensma.fr

¹ ENSMA

² Institut Pprime

Mots clés : Convection naturelle, pesanteur variable, Background Oriented Schlieren

(Cf. page [55](#))

Applications de WFDS à des expérimentations de feux de végétation à l'échelle du laboratoire

Solange Ferriere^{1,*}, Alexis Marchand¹, Lucas Terrei¹, Zoubir Acem¹, Anthony Collin¹

* ✉ : solange.ferriere@univ-lorraine.fr

¹ LEMTA - Université de Lorraine

Mots clés : Feux de végétation, propagation, WFDS

(Cf. page [821](#))

Identification simultanée de propriétés thermophysiques de milieux semi-transparents par un modèle réduit de réseaux de neurones multicouches.

Yang Liu^{1,*}, Yann Billaud¹, Didier Saury¹, Denis Lemonnier¹

* ✉ : yang.liu@ensma.fr

¹ Institut Pprime

Mots clés : milieu semi-transparent, propriétés thermophysiques, modélisation, transferts thermiques, conduction, rayonnement, réseau de neurones multicouches, modèle réduit.

(Cf. page [553](#))

Caractérisation thermique d'un matériau bicouche constitué d'un revêtement ou d'un film mince déposé sur un substrat

Elissa El Rassy^{1,*}, Yann Billaud², Didier Saury¹

* ✉ : elissa.el-rassy@ensma.fr

¹ Institut Pprime, ENSMA

² Institut Pprime, ENSMA, Université de Poitiers

Mots clés : Conduction thermique, matériaux bicouche, quadripôles thermiques, problème inverses, méthode flash,

(Cf. page [577](#))

Effet d'une déformation extensionnelle sur la cinétique de cristallisation de polymères semi-cristallins

Juliana Amirdine¹, Teodor Burghilea¹, Nicolas Boyard^{1,*}

* ✉ : nicolas.boyard@univ-nantes.fr

¹ Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes

Mots clés : Cristallisation, thermoplastiques semi-cristallisation, rhéologie extensionnelle

(Cf. page [231](#))

Couplage conducto-convecto-radiatif par échantillonnage de chemins : un parallèle avec les chemins de multi-diffusions en transfert radiatif

Loris Ibarrart^{1,*}, Léa Penazzi¹, Mouna El Hafi¹, Richard Fournier², Stéphane Blanco², Cyril Caliot³

* ✉ : loris.ibarrart@mines-albi.fr

¹ RAPSODEE, UMR CNRS 5302

² Laboratoire Plasma et Conversion de l'Energie, UMR CNRS 5213

³ PROMES, UPR CNRS 8521

Mots clés : Monte Carlo, Couplage, Conduction, Convection, Advection, Rayonnement, Temps de calcul

(Cf. page [239](#))

Modélisation réduite des transferts radiatifs dans l'habitat par une méthode hiérarchique

Mickaël Le Bohec^{1,*}, Denis Lemonnier², Didier Saury²

* ✉ : mickael.le-bohec@univ-amu.fr

¹ Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille, France

² Institut Pprime, UPR CNRS 3346, CNRS, ISAE-ENSMA, Université de Poitiers, 1 avenue Clément Ader, BP 40109, F-86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

Mots clés : Rayonnement thermique, Radiosité, Facteur de forme, Méthode hiérarchique, Multi-résolution, Réduction de modèle

(Cf. page [761](#))

Etude d'une loi de commande optimale pour le chauffage par effet Joule d'infrastructures de transports sous contraintes de fonctionnement

Nicolas Le Touz¹, Jean Dumoulin^{1,*}

* ✉ : jean.dumoulin@ifsttar.fr

¹ IFSTTAR, COSYS-SII, Inria équipe I4S

Mots clés : Loi de commande, état adjoint, éléments finis

(Cf. page [703](#))

Table des matières

I Prolégomènes	iii
Parrainage	v
Comité d'organisation	vii
Liste des relecteurs	ix
Le mot du comité d'organisation	xi
Programme	xiii
Prix Biot-Fourier	xxiii
Table des matières	xxvi
II Textes complets	1
Tome 1	3
1 Conduction, thermocinétique	3
Étude 2D de l'échauffement d'un faisceau électrique pour une multitude de dispositions aléatoires de fils	5
Modeling of the thermal conductivity of XLPE concrete	13
Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux composites avec changement de phase contenant du graphite expansé.	21
Quantification par thermographie infrarouge des déperditions énergétiques d'une paroi de bâtiment liées aux ponts thermiques intégrés : essais en régime permanent et évaluation des incertitudes de mesure	29
Sous-structuration modale d'un ensemble électronique complexe	37
Détermination et analyse des irréversibilités dans des matériaux hétérogènes soumis à des sollicitations thermiques dynamiques.	45
2 Convection naturelle, mixte et forcée	53

Etude de la dynamique instationnaire d'un panache thermique soumis à une pesanteur variable	55
Etude expérimentale de l'influence de la combinaison de deux champs ultrasonores sur le transfert thermique en convection forcée	63
Ecoulement et transferts de chaleur d'un jet d'air annulaire en impact	71
Modification d'un écoulement de convection naturelle par obstacle localisé – une étude expérimentale	79
Evolution du profil de température sur une surface concave impactée par des jets d'eau	87
Forced Convective heat transfer past a pointed headed cylinder using HTLBM	95
Homogénéité thermique dans les écoulements de polymères fondus dans les monovis d'injection	103
Etude numérique de panaches thermiques de transition dans une cavité confinée en présence d'un couplage convection-rayonnement	111
Heat Transfer Enhancement with Lorentz Forces	119
Ecoulements laminaires de convection naturelle en cavités triangulaires	127
Effet de la rugosité sur le frottement pariétal et les transferts de chaleur	135
Nouvelle approche de détermination du coefficient global d'échange de chaleur des échangeurs - Application aux types eau-air à flux croisés	143
3 Rayonnement	151
Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température	153
Modélisation de la propagation d'un laser dans un tissu biologique par un algorithme de Monte Carlo à collision nulle	161
Mesure des émissions radiatives par spectroscopie infrarouge rapide du CO ₂ et du CO lors d'une déflagration d'un mélange H ₂ /O ₂ /CO ₂ /N ₂	169
Étude et développement d'un simulateur d'échanges radiatifs dans des scènes 3D statiques et dynamiques surveillées par thermographie infrarouge multispectrale	177
Etude du transfert radiatif au sein de matériaux composites à renforts fibreux	185
4 Transferts en milieux poreux	193
Etude numérique de stockage d'énergie thermique dans un composite : mousses métalliques/matériaux à changement de phase	195
Modélisation du comportement thermo-hydrique lors de la cuisson par contact d'un produit céréalier	203
5 Couplages multiphysiques	211
Simulation multiphysique de la synthèse et l'expansion d'une mousse phénolique biosourcée : validation expérimentale et étude paramétrique.	213
Convection thermique générée par le chauffage inductif d'une phase dispersée	221
Effet d'une déformation extensionnelle sur la cinétique de cristallisation de polymères semi-cristallins	231
Couplage conducto-convecto-radiatif par échantillonnage de chemins : un parallèle avec les chemins de multi-diffusions en transfert radiatif	239

6	Systèmes énergétiques, procédés thermiques, combustion	247
	Développement d'échangeurs thermiques innovants pour le stockage dynamique de chaleur	249
	Etude expérimentale comparative d'un ORC en fluide pur et en mélange zéotrope	257
	Rupture technologique pour le refroidissement de moules d'injection de polymères : principe et analyse de faisabilité d'un moule sec	265
	Un modèle thermodynamique pour évaluer le temps d'escale critique des navires propulsés au gaz naturel liquéfié	273
	Etude théorique d'un dispositif de conversion chaleur-travail basé sur l'effet magnéto-calorique	281
	Contribution expérimentale à l'amélioration de l'efficacité d'un compresseur de machine thermique à apport de chaleur externe	289
	Statistical methodology approach for removing high frequency noises in the in-cylinder pressure signal of a Diesel engine	297
	Etude de l'impact de la distribution fluide sur les performances d'un stockage de type thermocline pour centrale solaire à concentration	305
	Etude expérimentale et analyse du comportement thermique et hydrodynamique d'une boucle diphasique à pompage hybride capillaire et mécanique	313
	Moteur Ericsson : influence des efficacités des échangeurs de chaleur en cycle fermé	321
	Étude expérimentale et numérique de la décongélation par convection forcée en ambiance contrôlée	329
	Modélisation thermo-électrique d'un moteur Stirling à piston libre et d'une machine synchrone linéaire à aimant permanent avec sa commande	337
	Prédiction de l'encrassement dans un échangeur de chaleur à partir de données expérimentales et par la méthode des réseaux de neurones	347
	Analyse thermodynamique des systèmes de stockage type thermocline	357
	Amélioration des performances thermiques du module de refroidissement d'un véhicule automobile en utilisant des diffuseurs	365
	Nouveau système hybride combinant générateurs thermoélectriques, air chaud de condenseur et débit d'air extrait des systèmes CVC	373
	Etude de l'effet de la distribution de température d'air en amont d'un échangeur de chaleur sur sa performance thermique – Code de calcul deux dimensions	381
	Formulation empirique des performances thermiques d'échangeurs de chaleur en utilisant un code de calcul deux dimensions – Effet de l'hétérogénéité de distributions de vitesse	389
	Etude statique et dynamique de la cogénération de froid et d'électricité à partir d'une source chaude	397
	Système de récupération de chaleur hybride appliqué sur générateurs d'électricité - Effet de la charge du générateur	405
Tome 2		413
7	Transferts en milieux polyphasiques	413

Etudes expérimentale et théorique d'un caloduc à ailettes creuses en polymère en présence de gaz incondensables	415
Simulations Euler-Lagrange d'écoulements à bulles à grand nombre de Reynolds	423
Analyse des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire	431
Conception et caractérisation de matériaux composites polymères à conductivité thermique améliorée	439
Simulation numérique de la décharge de chaleur par solidification d'un matériau surfondu.	447
Infrared thermography of fluid flow in flat plate pulsating heat pipes tested under microgravity conditions	455
Scaling arguments to experimentally model deep oceans trapped between icy layers on Ganymede	463
Modélisation des transferts lors de la condensation en gouttes	471
Mesures locales couplées du coefficient d'échange interne et de l'épaisseur de film de liquide en condensation convective	479
Modélisation des transferts de chaleur vers un coulis d'hydrate de gaz en écoulement tri-phasique	487
8 Micro et nano thermique	495
Thermal Properties measurement of a single carbon fiber with three-omega method : experimental, analytical and numerical approach	497
9 Hautes températures et hauts flux	505
Modélisation et étude de la sensibilité d'un dispositif expérimental (PRESTO) de mesure aux temps très courts de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié .	507
10 Contacts et interfaces	515
11 Métrologie – Identification	517
Outil de quantification sans contact du vieillissement par émissivité apparente en conditions extérieures	519
Utilisation de la spectrophotométrie pour la détermination de la concentration en phase solide dans un écoulement de coulis de glace	527
Étude d'une chaîne de mesure pour la caractérisation thermique de couches minces – Impact sur l'estimation de paramètres sur données synthétiques dans un cas simplifié.	537
Identification expérimentale des réponses impulsionnelles en sortie d'un échangeur à une variation de température d'entrée d'un des fluides	545
Identification simultanée de propriétés thermophysiques de milieux semi-transparents par un modèle réduit de réseaux de neurones multicouches.	553
Estimation des propriétés thermo-physiques d'un matériau à changement de phase à partir de mesures de flux et de températures.	561
Mesure de la masse volumique de métaux à l'état liquide par lévitation aérodynamique . .	569
Caractérisation thermique d'un matériau bicouche constitué d'un revêtement ou d'un film mince déposé sur un substrat	577

Influence du traitement thermique sur les propriétés des résistances de platine d'un microcapteur de flux thermique	585
Comparaison de deux méthodes de mesure de conductivité thermique sur des matériaux isolants	593
Évaluation expérimentale du module Peltier comme alternative aux fluxmètres classiques .	601
Préparation et caractérisation thermophysique des composites mousses métalliques / paraffine destinés au stockage de l'énergie thermique	609
Caractérisation thermique d'un lit de poudre métallique en fonction de la température . . .	617
Benchmark de méthodes d'identification de paramètres sur données simulées : application à la mesure sur site de la résistance thermique de parois de bâtiments en utilisant une méthode active	625
Identification dans l'industrie verrière de l'impédance thermique du contact moule/pâte de verre lors de l'opération de remplissage de moules par modèles convolutifs et paramétriques de type « ARX »	633
Etude du procédé SLM sur des alliages d'aluminium : caractérisation de la poudre à la pièce finale	641
Capteurs de flux thermique non intrusifs pour procédés composites haute température et temps de cycle très courts	649
12 Contrôle et intensification des transferts	659
Libération de la chaleur stockée dans un Matériau à Changement de Phase surfondu par cavitation ultrasonore	661
Études de l'influence du solveur CFD sur les résultats de l'optimisation de forme d'un échangeur	669
Analyse expérimentale d'une boucle diphasique multi-sources	679
A novel inline mixer for highly viscous fluid : the proof of concept	687
Etude expérimentale d'un prototype d'échangeur de chaleur intégrant la fonction de pompage	695
Etude d'une loi de commande optimale pour le chauffage par effet Joule d'infrastructures de transports sous contraintes de fonctionnement	703
13 Thermique de l'habitat	711
Etude de la porosité de composites incorporant des fibres végétales destinés pour la construction	713
Étude paramétrique du comportement thermique d'une fenêtre pariétodynamique chauffante caractérisé par thermographie infrarouge	721
Simulation du comportement hygrothermique d'une façade opaque ventilée de bâtiment .	729
Fibres de Posidonia-Oceanica : un matériau d'isolation thermique de parois de bâtiments .	737
Etude du comportement thermique du matériau à changement de phase (MCP), inséré dans la lame d'air de 7 cm d'épaisseur d'un mur en brique rouge à double paroi, soumis au rayonnement solaire dans un climat subtropical à Casablanca.	745
Optimisation multicritère d'un échangeur air-sol pour différents climats français	753
Modélisation réduite des transferts radiatifs dans l'habitat par une méthode hiérarchique .	761

Etude énergétique d'un échangeur air-sol sous l'influence de différents types de sol d'enrobage et de sa teneur en eau	769
Etude numérique du potentiel énergétique et des performances d'un système de micro-cogénération solaire intégré à un bâtiment résidentiel	777
Procédure expérimentale appliquée à l'identification des propriétés hygrothermiques des matériaux de construction par méthode non destructive	785
Experimental characterization of the hygrothermal properties of an ancient clay brick	793
Evaluation des performances thermo aérauliques d'un bâtiment en climat tropical par simulation numérique : Cas de la Guinée Conakry	803
pySIP : an open-source tool for Bayesian inference and prediction of heat transfer in buildings	811
14 Biothermique, environnement	819
Applications de WFDS à des expérimentations de feux de végétation à l'échelle du laboratoire	821
Hygrothermal Comfort of Neonates Nursed inside Incubators	831
III Annexes	839
Liste des auteurs	841

Deuxième partie

Textes complets

Thème 1

Conduction, thermocinétique

Étude 2D de l'échauffement d'un faisceau électrique pour une multitude de dispositions aléatoires de fils	5
Modeling of the thermal conductivity of XLPE concrete	13
Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux composites avec changement de phase contenant du graphite expansé.	21
Quantification par thermographie infrarouge des déperditions énergétiques d'une paroi de bâtiment liées aux ponts thermiques intégrés : essais en régime permanent et évaluation des incertitudes de mesure	29
Sous-structuration modale d'un ensemble électronique complexe	37
Détermination et analyse des irréversibilités dans des matériaux hétérogènes soumis à des sollicitations thermiques dynamiques.	45

Étude 2D de l'échauffement d'un faisceau électrique pour une multitude de dispositions aléatoires de fils

Julien PETITGIRARD^{1,2}, Philippe BAUCOUR^{1*}, Didier CHAMAGNE¹, Eric FOUILLIEN²

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin - 90000 Belfort, France

² PSA Groupe, Centre Technique de Vélizy A
Route de Gisy - 78140 Vélizy-Villacoublay

*(auteur correspondant : philippe.baucour@univ-fcomte.fr)

Résumé - La diversité des équipements et l'électrification des véhicules imposent des contraintes supplémentaires aux concepteurs de faisceau. La tenue thermique d'un faisceau doit couvrir toutes les configurations possibles. Cette étude propose une génération aléatoire mais réaliste de dispositions de fils au sein d'un faisceau. Ces dispositions sont injectées dans un modèle thermique nodal afin d'obtenir les différentes températures. Cette méthode permet d'identifier les dispositions de fil dimensionnantes et de faire une étude statistique en faisant varier le nombre de fils et la disposition de ceux-ci.

Nomenclature

D_{tor}	Diamètre intérieur du toron, mm	s_{fil}	Section fil (âme+isolant), m ²
G_{ij}	Conductance thermique, W/K	T_i	Température d'âme, °C
k	Constante de raideur, N/m	T_b	Température de la limite, °C
L_{repos}	Longueur initiale d'un ressort, m	<i>Symboles grecs</i>	
m	Masse d'un corps, kg	ζ	Taux d'amortissement, [-]
q_i	Source thermique, W	θ_i	Écart de température, °C
Q_{ij}	Flux thermique, W	$\lambda_{âme}, \lambda_{iso}$	Conductivité thermique, W/mK
Ra	Nombre de Rayleigh, [-]	τ_{tor}	Coefficient de foisonnement, [-]
R_{Tij}	Résistance thermique, K/W	ω_n	Fréquence propre, s ⁻¹

1. Introduction

Les faisceaux électriques dans les moyens de transport doivent répondre à de plus en plus d'exigences et de contraintes : augmentation du nombre de fils liée à la complexité croissante des systèmes embarqués [1, 2], à la diversité importante des configurations proposées aux clients[3], à la variabilité de l'environnement thermique, à la réduction de l'espace disponible pour le cheminement. . .

En vue de dimensionner les faisceaux de manière optimale, en termes de qualité, de coût et de sûreté de fonctionnement, nous souhaitons nous appuyer sur un modèle de simulation permettant de calculer les échauffements induits par plusieurs fils compactés (c'est-à-dire placés côte à côte) dans une disposition aléatoire avec plusieurs profils de courant possibles. Au sein de chaque toron, la présence de fils dits de "communication" très peu alimentés peut servir de dissipateur thermique tandis que la présence de fils dits de "puissance" favorise l'échauffement thermique.

Le processus de fabrication des faisceaux principalement manuel [4] induit une variabilité importante dans la position des fils au sein des torons.

En vue de créer un modèle thermique 2D prédictif, il est important d'étudier l'influence des combinaisons de position des fils. Nous présentons dans cette étude un outil permettant de générer et tester un grand nombre de dispositions aléatoires de fils. À l'opposé des solutions algorithmiques comme le "circle packing" qui permettent de générer rapidement des dispositions contrôlées de cercles, nous utilisons un moteur physique permettant des dispositions aléatoires contrôlables (forme, ordre des fils, etc.). Les dispositions issues du générateur physique sont injectées par la suite dans un modèle thermique nodal purement conductif où les niveaux de courant sont ajustables.

Dès sa mise en œuvre, le modèle complet, c'est-à-dire un générateur de positions et un modèle thermique nodal, fournit un grand catalogue d'échauffements possibles pour un même faisceau. Ces résultats permettent de classer les dispositions géométriques du point de vue de l'échauffement et donc de faciliter le processus de dimensionnement. De plus, des cas critiques peuvent être facilement identifiés. Par ailleurs, la rapidité d'obtention des résultats rend possible une étude statistique assez exhaustive des échauffements de chaque fil et de façon plus générale du faisceau. Ce travail amène à une meilleure maîtrise de ces échauffements et permet d'ajuster le dimensionnement du faisceau complet.

Lors de la conception de faisceau, les paramètres ajustables sont le diamètre, l'épaisseur et le type de l'isolant. Les concepteurs recherchent les pires dispositions de fils (températures maximales dans les fils) pour un toron. Le but est de s'assurer de la tenue thermique de chacun des fils. Selon le type d'isolant, sa température maximum est entre 125 et 150 °C.

2. Génération de positions aléatoires

Le positionnement aléatoire de manière informatique ou même manuel de plusieurs cercles dans un contenant n'est pas aisé. De plus, le but est d'avoir un grand nombre de dispositions différentes. Cette section présente quelles ont été les méthodes étudiées. Les possibilités et la mise en œuvre de la méthode sélectionnée sont ensuite présentées.

2.1. Descriptions et choix des méthodes de génération de positions

La méthode connue sous le nom de "circle packing" permet d'agglomérer selon un processus algorithmique un maximum de cercles dans un contenant (cercle, triangle, carré, rectangle[5]). En général, ces algorithmes fonctionnent avec seulement une taille de cercles possible. D'autres algorithmes existent toutefois pour deux tailles de cercles différentes [6]. Ceci est un inconvénient pour notre application. En effet, un faisceau peut contenir plusieurs fils avec une multitude de sections différentes. Par ailleurs, les dispositions de "circle packing" comme le montre la figure 1 ne permettent pas de générer facilement des dispositions suffisamment aléatoires à moins d'utiliser des algorithmes différents.

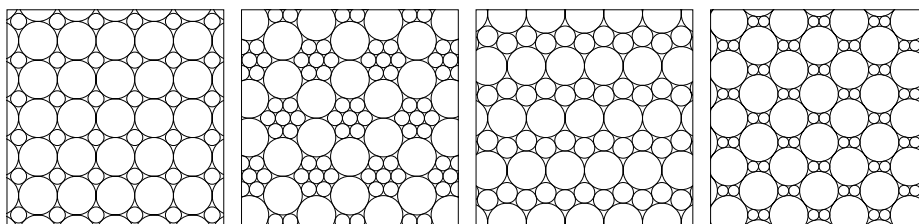


Figure 1 : Exemples de dispositions créées par Kennedy[6] pour deux tailles de cercles

C'est pourquoi une méthode de génération a été imaginée à partir d'un moteur physique. Un moteur physique est, en informatique, une bibliothèque logicielle indépendante appliquée à la résolution de problèmes de la mécanique classique. Les résolutions typiques concernent les

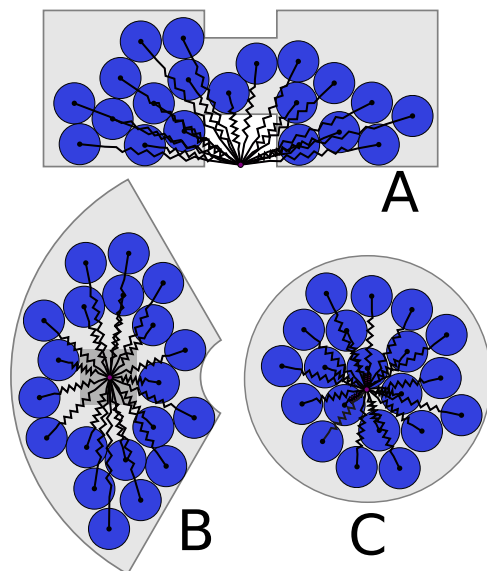


Figure 2 : Possibilités de génération multiples avec Pymunk

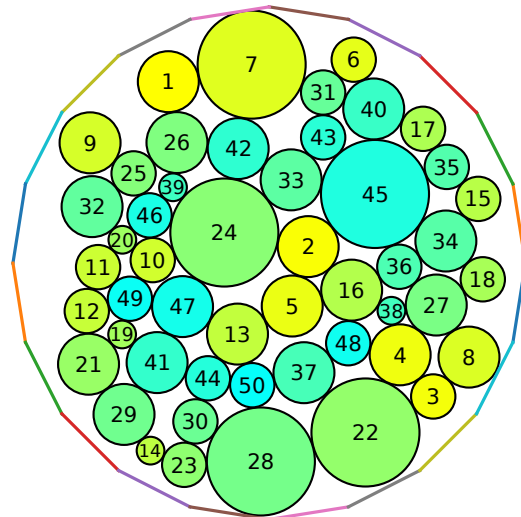


Figure 3 : Génération de 50 fils de différents diamètres dans une enceinte circulaire

problèmes de collisions, de chute des corps, de forces, de cinétique, etc. Les moteurs physiques sont beaucoup utilisés dans les jeux vidéo, mais aussi pour des applications scientifiques. Dans notre cas, à l'aide d'un système composé de ressorts, un moteur physique 2D nous permet de compacter plusieurs cercles autour d'un ou plusieurs points d'ancrage. L'ajout d'une enceinte infranchissable crée le contenant de la forme choisie.

Les solutions algorithmiques malgré leur vitesse d'exécution élevée ne correspondent pas à notre besoin. Tandis que les solutions programmées sur moteur physique apportent la flexibilité nécessaire à la modélisation de toron de fils. Il faut cependant noter que son exécution est moins rapide que celle du circle packing. Toutefois pour notre application elle reste dans des délais raisonnables. La bibliothèque du moteur physique est Pymunk, un encapsulage du célèbre moteur physique 2D Chipmunk sur Python[7].

2.2. Possibilité et flexibilité d'un générateur physique

Le moteur physique Pymunk permet de créer divers contenants, mais aussi des obstacles. La figure 2 en présente quelques-unes : la configuration A représente des fils cheminant dans une goulotte, la B représente le passage de fils dans un demi-cercle où se trouve un obstacle et la C représente le passage de fil dans une gaine annelée. Plusieurs façons d'utiliser les équations de la mécanique classique peuvent être mises en œuvre pour obtenir ce type de dispositions, loi d'attraction universelle, la pesanteur, réduction progressive d'une enceinte, etc. Nous avons choisi d'utiliser un système de ressorts.

Le moteur physique a une gestion des collisions réglable. Pour notre calcul, les tolérances sur la collision sont strictement nulles. Malgré ce réglage, il faut apporter de l'attention au pas de temps dt appliqué à la discrétisation temporelle de la résolution. Si le pas de temps est trop grand, les collisions seront très mal gérées. À l'inverse si le pas de temps est trop faible, la génération des dispositions sera plus longue. Lors des collisions, le moteur physique applique les principes de la mécanique classique. Par exemple, le frottement généré entre deux corps applique la loi de Coulomb. Chacun des deux corps a un coefficient de frottement statique (ou coefficient d'adhérence). Par ailleurs, il est aussi appliqué à chaque solide une masse m et nous avons pris le parti de supprimer l'élasticité de tous les corps (aucun rebond).

Dans notre moteur physique, les ressorts sont attachés à un point d’ancrage commun et au centre de leur cercle respectif. Ils obéissent à l’équation 1 ; leurs différents paramètres permettent de forcer plus ou moins un cercle à prendre une position différente de celle d’un autre cercle paramétré différemment. Les paramètres réglables sont la constante de raideur k , la longueur au repos du ressort L_{repos} , le taux d’amortissement ζ et la masse du corps m .

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\zeta\omega_n \frac{dx}{dt} + \omega_n^2 x = 0 \quad (1)$$

avec l’extrémité fixe du ressort en $x = 0$, avec $\omega_n = \sqrt{k/m}$ et $dx/dt = 0$ quand $x = L_{repos}$.

Nous présentons deux applications où les différents réglages ont permis des dispositions aléatoires forcées.

Le premier cas est mis en avant sur la figure 4. Les types de fils sont identiques pour les dispositions présentées. Cependant, les fils sont injectés les uns après les autres dans un ordre aléatoire à une position aléatoire et surtout les valeurs de la constante de raideur des ressorts sont différentes. Sur la figure 4A, 35 fils bleus ont une raideur $k = 10 \text{ kN/m}$ et les 5 fils rouges ont une raideur $k = 100 \text{ kN/m}$. Sur la figure 4B les 40 fils (bleu et rouge) ont une raideurs $k = 10 \text{ kN/m}$. Les fils rouges identifiés sur le deuxième tirage B sont disposés aléatoirement en l’absence de contrainte supplémentaire.

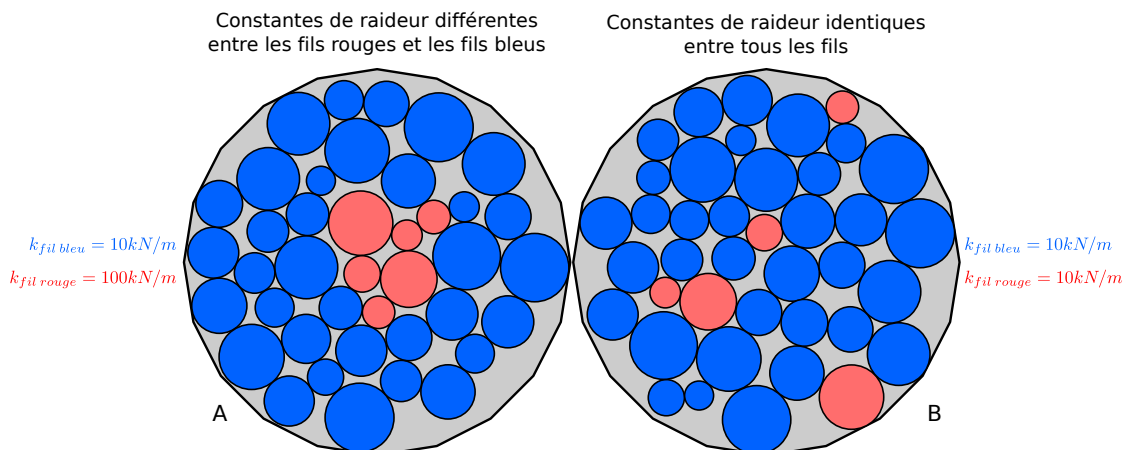


Figure 4 : Comparaison de deux dispositions : deux types de ressort pour A et un seul pour B

Le deuxième cas montre que des paires torsadées peuvent être intégrées. Dans une paire de fils torsadés, les deux fils sont toujours liés l’un à l’autre. Il est tout à fait possible de les ajouter pendant la simulation en même temps et de forcer ce lien avec un ressort très puissant. La figure 5 montre 3 dispositions aléatoires d’un même jeu de fils avec une paire torsadée.

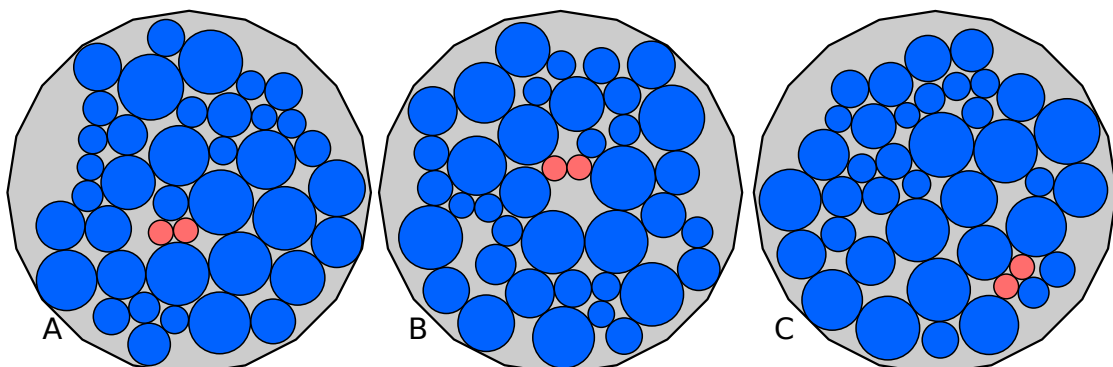


Figure 5 : 3 tirages de 40 fils avec 2 fils torsadés (rouge) liés par un ressort de très forte raideur

3. Cas applicatif

3.1. Génération par moteur physique

Dans le transport et particulièrement dans l'automobile, les torons de fils sont de formes circulaires pour minimiser leur encombrement et faciliter leur intégration dans le véhicule. Dans des cas applicatifs précis, comme le passage en plafonnier, le toron peut cheminer dans une goutte rectangulaire ou en nappe. Afin de répondre au cas le plus rencontré (toron nu, enrubanné ou dans une gaine annelée), nous avons contraint le générateur à donner des formes circulaires.

Cette génération de dispositions de fils doit être la plus rapide possible. En effet, les concepteurs veulent couvrir toute la diversité existante sur un modèle par la simulation. Le nombre de cas à vérifier multiplié par le nombre de géométries impose un temps de résolution très rapide. Pour optimiser la génération, les tolérances sur les collisions qui induisent des temps de calcul plus élevés sont supprimées. Un pas de temps dt est adapté en fonction du foisonnement. Moins le système est contraint en espace, plus nous pouvons augmenter le pas de temps et être rapides.

Dans notre cas d'étude, nous étudions un toron composé de 50 fils : 20 fils de 2 mm^2 , 20 fils de 1 mm^2 et 10 fils de 0.75 mm^2 . Le coefficient de foisonnement τ_{tor} est imposé à 1.67 [8]. Avec l'équation 2, nous pouvons déduire le diamètre de l'enceinte (toron) à $D_{tor} = 19.2 \text{ mm}$. Nous obtenons 100 dispositions en 3.32 s. La figure 7 montre le type de génération obtenu.

$$\tau_{tor} = \frac{\pi \frac{D_{tor}^2}{4}}{\sum_{i=1}^I S_{fil,i}} = 1.67 \quad (2)$$

3.2. Résolution thermique par une Méthode nodale

Pour établir une résolution nodale simple et rapide, il est nécessaire de simplifier la modélisation du toron. Nous admettons que toutes les hypothèses qui permettent une étude dans une coupe d'un toron (2D) en régime stationnaire sont prises. L'âme du fil est considérée comme uniforme en température, car la conduction thermique de l'âme est toujours beaucoup plus grande que celle de l'isolant ($\lambda_{âme} \gg \lambda_{iso}$). Cette simplification permet d'assimiler chaque âme à un noeud du modèle. Chaque fil est parcouru par un courant que l'on impose constant. Ce courant crée par effet Joule une source thermique q_i . Ces sources thermiques q_i sont injectées dans le modèle nodal directement sur les noeuds i comme des flux entrants. Pour effectuer un premier modèle nodal, nous admettrons que la surface intérieure de la protection est à la température constante T_b . Cette condition limite est imposée au noeud b . Selon Incropera [9], dans une cavité, si les forces de flottabilité de l'air n'arrivent pas à vaincre la résistance provoquée par les forces de viscosité du fluide, alors le fluide peut être considéré comme immobile. Le nombre adimensionnel de Rayleigh Ra permet de caractériser ce phénomène lorsque $Ra < 1708$. Dans notre toron, nous considérons que les cavités qui emprisonnent l'air sont assez petites pour respecter ce critère. L'air est alors seulement conducteur ainsi la modélisation ne porte que sur des phénomènes de conduction.

Comme le signale Saulnier [10], après avoir déterminé les noeuds du système, nous devons quantifier les flux thermiques échangés entre eux par l'intermédiaire de résistances. Notre résolution utilise la loi d'Ohm équivalente issue du domaine électrique Eq. 3 où le potentiel thermique ΔT_{ij} est la différence de température entre les noeuds i et j , R_{Tij} est la résistance thermique entre ces noeuds et Q_{ij} le flux thermique échangé entre eux.

$$\Delta T_{ij} = R_{Tij} \times Q_{ij} \quad (3)$$

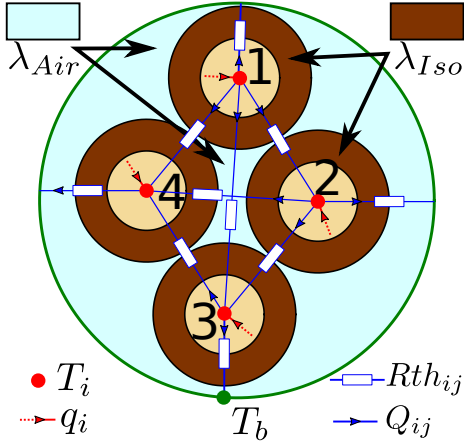


Figure 6 : Identification des paramètres du réseau nodal pour 4 fils

Section	Courant	Bilan individuel			Bilan sur 100 tirages			
		Disp 1	Disp 2	Disp 3	Moy.	Min	Max	
1 mm ²	5 A	Moy.	109,1	115,4	110,1	114,5	105,7	123,3
		Min.	99,1	98,6	95,0	98,6	86,3	111,9
		Max.	119,3	135,1	123,3	129,3	119,0	138,6
	2 A	Moy.	113,6	113,4	115,0	113,5	106,3	122,0
		Min.	95,4	95,3	96,9	96,4	81,6	107,9
		Max.	132,2	135,8	128,9	129,0	118,9	137,9
2 mm ²	10 A	Moy.	118,9	116,1	116,4	115,0	107,0	124,7
		Min.	102,4	98,1	104,3	98,7	89,4	109,9
		Max.	133,6	134,6	129,6	130,5	118,2	137,6
	2 A	Moy.	111,1	109,5	112,8	108,9	100,4	115,1
		Min.	97,1	92,1	100,1	92,0	81,4	100,1
		Max.	127,7	120,1	129,2	126,7	115,5	138,4
0,75 mm ²	1 A	Moy.	115,5	113,8	105,1	112,0	105,1	119,5
		Min.	94,0	92,0	91,2	95,7	83,0	108,2
		Max.	131,1	130,1	125,9	127,6	117,8	136,6

Tableau 1 : Moyenne, minimum et maximum pour chaque type de fil sur 3 dispositions distinctes (Disp) et pour l'ensemble des 100 dispositions testées

Pour résoudre ce problème nodal, nous devons établir les résistances thermiques R_{Tij} entre les noeuds. Hellström[11], dans son étude d'un échangeur géothermique, propose l'utilisation d'une méthode analytique pour estimer des résistances thermiques. La disposition en cylindre infini et les hypothèses de son étude nous permettent de le transposer à nos besoins. Cette méthode exige la création d'une résistance thermique entre tous les noeuds de température. Son modèle permet la prise en compte de l'effet des isolants et de l'air immobile. La solution décrite par Hellström[11] pour établir un réseau de résistances est issue d'une résolution analytique : ILS (Infinite Line Source) et du principe de superposition. L'application de celle-ci à l'aide de matrices permet de trouver très rapidement les résistances nodales R_{Tij} . La figure 6 décrit un réseau nodal de 4 fils entièrement connecté avec les différents paramètres connus et recherchés.

Avec ces résistances et la température limite connues, la résolution du problème nodale est possible. Comme pour le calcul des résistances, cette résolution est matricielle. Elle est issue de la théorie des graphes. La théorie des graphes liée aux matrices d'Incidence, de Branches et de Mailles et aux lois de Kirchhoff [12, 13] est utilisée à l'aide de Networkx[14], une bibliothèque de gestion des réseaux de Python. Pour obtenir les températures, un système matriciel est établi à partir de la loi des noeuds. L'équation 4 représente la loi des noeuds sur le point 1 de la figure 6. À l'aide de l'équation 5, nous écrivons cette loi des noeuds en fonction de θ_i et de la conductance thermique G_{ij} .

$$q_1 = Q_{12} + Q_{13} + Q_{14} + Q_{1b} \quad (4)$$

$$q_1 = (G_{12} + G_{13} + G_{14} + G_{1b}) \times \theta_1 - \sum_{k=2}^4 G_{1k} \times \theta_k$$

$$\text{avec } Q_{ij} = \frac{1}{R_{Tij}} \times (T_i - T_b) - (T_j - T_b) \quad (5)$$

$$= G_{ij} \times (\theta_i - \theta_j)$$

$$\text{avec } \theta_i = T_i - T_b$$

Le système linéaire écrit pour tous les noeuds établit le système matriciel 6 avec $[\theta]$ le vecteur d'échauffement, $[q]$ le vecteur des sources thermiques et $[G]$ la matrice des conductances :

$$[G] \cdot [\theta] = [q] \quad (6)$$

4. Résultats et discussions

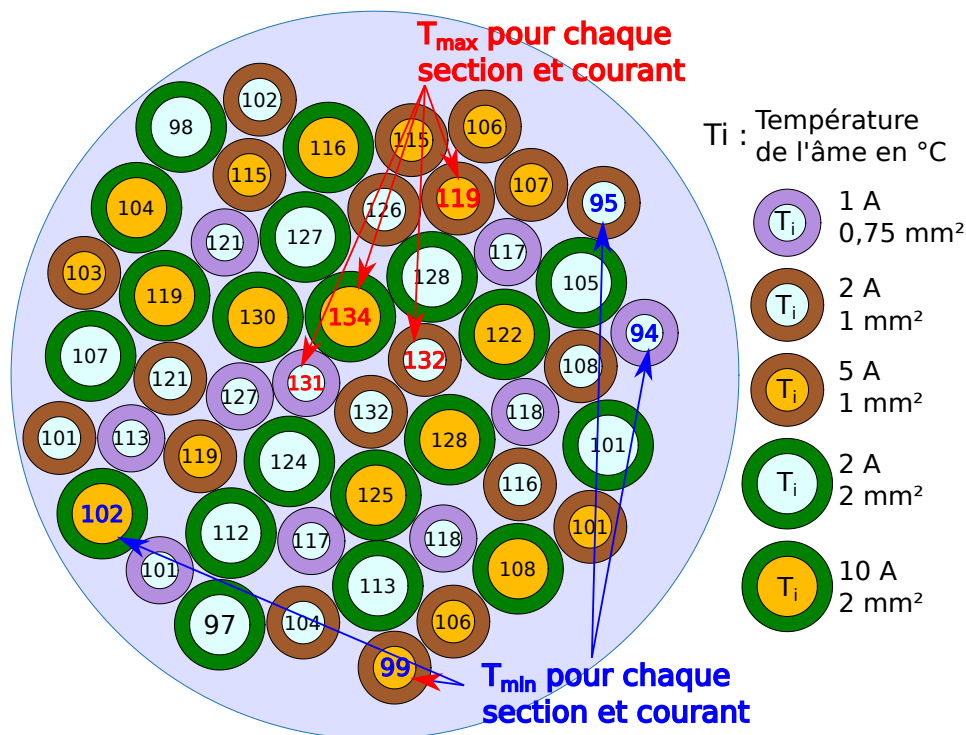


Figure 7 : Description de la disposition 1, résultats et mise en évidence des extrema

Les 100 dispositions générées précédemment sur les 20 fils ont été résolues par la méthode décrite ci-dessus. Parmi ces fils, 10 fils de 2 mm^2 et 10 fils de 1 mm^2 sont alimentés par un courant de 2 A. 10 autres de 2 mm^2 sont alimentés par un courant de 10 A, les 10 restants de 1 mm^2 sont alimentés par un courant de 5 A. Dans la plus petite section de 0.75 mm^2 , tous les fils sont alimentés à 1 A (comme présenté sur la figure 7). Ces alimentations ne représentent pas une alimentation réelle, mais permettent de premières conclusions sur l'influence sur l'échauffement des fils entre eux. Le temps de résolution pour ces 100 dispositions est de 452 s. Avec l'ajout du temps de génération de 3.3 s, nous en déduisons une résolution 4.55 s par disposition.

La figure 7 provient d'une des cent résolutions. Elle met en évidence les fils les plus alimentés (en jaune). Les températures minimales et maximales sont indiquées pour chaque section et alimentation différente, soit pour les 5 types de fils présentés en légende. Ces résultats nous montrent que les températures les plus faibles sont rencontrées à la périphérie y compris pour les fils de fortes puissances. Le tableau 1 confirme cette vision : les fils de 2 mm^2 pour cette disposition (Disp. 1) ont une température moyenne de $109 \text{ }^\circ\text{C}$. Il est remarquable que 5 fils de cette section, en bordure de faisceau, alimenté ou non, ont une température inférieure à cette moyenne. À l'inverse, nous trouvons les températures maximales plutôt au centre du toron. À cet endroit, nous remarquons que 2 fils de 1 mm^2 avec un courant faible ont des températures plus élevées ($132 \text{ }^\circ\text{C}$) que les fils de même section mais fortement alimentés ($119 \text{ }^\circ\text{C}$ max). Ces résultats montrent l'importance des effets de voisinage sur la température de chaque fil.

Le tableau 1 décrit les minima, les maxima et les moyennes de deux autres dispositions mais aussi le minimum, le maximum et la moyenne des 100 dispositions testées pour chaque type de fil. Ce type de tableau est un outil pour un concepteur de faisceau. Il lui permet de repérer rapidement les meilleurs et les pires cas. En général, le meilleur cas survient quand les fils alimentés ne s'échauffent pas trop entre eux, mais se dissipent vers l'extérieur du toron ou dans des fils moins alimentés. Par exemple, si la limite de température de tout les fils était de $130 \text{ }^\circ\text{C}$,

seule la disposition 3 présentée dans le tableau serait éligible.

Le bilan sur les 100 fils permet de trouver les dispositions meilleures et pires cas pour chaque type de fil. Ces informations permettront au concepteur d'adapter leur faisceau. Le concepteur identifie les pires cas : les cas où les températures maximales admissibles des fils ne sont pas respectées. Sur ces cas, l'isolant peut être adapté ou la section du fil augmentée pour diminuer l'échauffement généré par effet Joule. Cette disposition optimisée est à nouveau testée par le modèle. Toutefois, si aucun fil ne dépasse la température maximum tolérée, la réduction de la section des fils ou l'adaptation des isolants peuvent être envisagées.

5. Conclusion et perspectives

La possibilité de réaliser des simulations thermiques sur un faisceau électrique sous forme d'un réseau nodal a été démontrée. La rapidité de cette résolution permet d'envisager une étude massive des cas thermiques existant sur les véhicules. La difficulté du positionnement aléatoire des fils au sein d'un toron est résolue par une démarche originale qui utilise un moteur physique. Les résultats thermiques seront prochainement confrontés à des calculs utilisant les éléments finis.

Références

- [1] P. Parsania and K. Saradava, "Drive-by-wire systems in automobiles," in *Journal of systematic computing :VVP Engineering*, no. 6, Dec. 2012.
- [2] G. Leen and D. Heffernan, "Expanding automotive electronic systems," *Computer*, vol. 35, no. 1, pp. 88–93, 2002.
- [3] B. Agard, *Contribution to a product design methodology in a context of wide diversity*. Theses, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, July 2002.
- [4] E. Aguirre and B. Raucent, "Economic comparison of wire harness assembly systems," *Journal of Manufacturing Systems*, vol. 13, no. 4, pp. 276 – 288, 1994.
- [5] P. G. Szabó, M. C. Markót, T. Csendes, E. Specht, and L. G. Casado, *New Approaches to Circle Packing in a Square*, ch. 1, pp. 1–11. Springer-Verlag GmbH, 2007.
- [6] T. Kennedy, "Compact Packings of the Plane with Two Sizes of Discs," *Discrete & Computational Geometry*, vol. 35, pp. 255–267, Feb. 2006.
- [7] V. Blomqvist, "Pymunk." <http://www.pymunk.org/en/latest/>.
- [8] C. Jullien, *Contribution à l'analyse et à la modélisation des couplages électromagnétiques au sein de torons de câbles à grand nombre de liaisons : application aux câblages aéronautiques*. PhD thesis, INSA, 2013.
- [9] F. P. Incropera, T. L. Bergman, D. P. DeWitt, and A. S. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, ch. 9, pp. 621–631. Wiley, 2013.
- [10] J. Saulnier and A. Alexandre, "La modélisation thermique par la méthode nodale," *Revue Générale de Thermique*, no. 280, pp. 363–371, 1985.
- [11] G. Hellström, "Ground heat storage : thermal analyses of duct storage systems," 1991.
- [12] S. Seshu and M. B. Reed, *Linear Graphs and Electrical Networks*. Addison-wesley, 1961.
- [13] M. Oke, R. Raji, and Y. Aderinto, "Modelling Engineering Networks by Using Nodal and Mesh Incidence Matrices," *Journal of Asian Scientific Research*, vol. Vol.3, no. No.3, pp. pp. 328–336, 2013.
- [14] A. Hagberg, P. Swart, and D. S Chult, "Exploring Network Structure, Dynamics, and Function Using NetworkX," in *Proceedings of the 7th Python in Science Conference*, 2008.

2D modeling of the thermal conductivity of XLPE-modified concrete

Rawad HIMO^{1,3*}, Gérard-Philippe ZÉHIL², Chady GHNATIOS³

¹University of Nantes, Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTeN) UMR CNRS6607, B.P. 50609, 1 rue Christian Pauc, 44306 Nantes Cedex 3, France

² Notre Dame University - Louaize, Department of Civil & Env. Engineering, Zouk Mosbeh, Lebanon

³ Notre Dame University - Louaize, Department of Mechanical Engineering, Zouk Mosbeh, Lebanon

*(Corresponding author: rawad.himo@univ-nantes.fr)

Abstract - Cross-linked polyethylene (XLPE) is a thermoset polymeric material extensively used in the industry, including in firefighting systems, hot water and sanitary piping, and for the insulation of electric cables. The cross-linking of polyethylene increases its performance while reducing its recyclability. A recent approach considers processing XLPE waste materials in the form of small flakes to partially replace natural aggregates in concrete mixtures. Ongoing experimental and numerical studies addressing the homogenized mechanical properties of such composite mixtures are showing their feasibility. Despite a decreased stiffness and strength due to the presence of XLPE inclusions (which are typically weaker than traditional aggregates) the modified concrete mixtures can still maintain working structural properties. In this vein, it is also interesting to characterize the role of XLPE inclusions in improving the thermal insulation of XLPE-modified concretes. A virtual concrete wall is thus modeled numerically, in 2D at the mesoscale, to study the statistical effect of varying the volume fractions of XLPE inclusions, and aggregates, on the homogenized thermal conductivity of the modified concrete. The equivalent thermal conductivity of the wall k_{eq} typically drops as more aggregates are replaced by XLPE inclusions, thus achieving better thermal insulation. The dependence of k_{eq} on the area fraction of XLPE is roughly linear, while the statistical variability is very low.

Nomenclature

a_f	area fraction of inclusions		
d	size of aggregate's trace in the domain, m	<i>Greek symbols</i>	
D	aggregate diameter, m	α	cross-section/trace factor of aggregates
k	thermal conductivity, W/(m.°C)	Ω	2D wall domain
L	length of inclusions, m		
l_x	wall/domain thickness (x -direction), m	<i>Subscripts</i>	
l_y	Wall/domain height (y -direction), m	– $(\cdot)_{aggregate}$	traditional aggregates
m	mass, kg	– $(\cdot)_{Left}$	left wall/domain boundary
q	heat flux, W/m ²	– $(\cdot)_{mortar}$	mortar matrix
T	temperature, °C	– $(\cdot)_{Right}$	right wall/domain boundary
x	position through wall/domain thickness, m	– $(\cdot)_{XLPE}$	XLPE inclusions/flakes
y	position through wall/domain height, m		

1. Introduction

Recycling has recently increased considerably as environmental awareness rises; yet, this remains insufficient since only 34.5% of municipal waste was properly recycled in 2012, as per the facts and figures of the US Environmental Protection Agency (EPA) [1]. An actively researched method of recycling plastics consists of using these as replacement for natural aggregates in concrete mixtures. One of the most widely discussed plastic aggregate-replacement

is polyethylene terephthalate (PET) waste. Several previous works have shown that plastic-modified mixtures have lower overall stiffness, compressive strength and density, considering that traditional aggregates are characterized by typically larger such properties [e.g. 2, 3].

An interesting advantage of this plastic-waste recycling approach is the added benefit of improved thermal insulation, as discussed by Marzouk *et al.* [4] who studied PET aggregates in concrete mixtures. The study furthermore suggests that durability factors increase with the addition of PET, since the degradation of plastics is slow. Subsequent studies confirmed this hypothesis [e.g. 5, 6] by showing a reduced overall thermal conductivity. It is however important to note that the drop in thermal conductivity observed at a given replacement ratio depends in fact on the shapes of the inclusions [6]. Besides, despite addressing various geometries, previous works represent little data and therefore fail to establish a clear trend in the thermal effect and behavior of plastic aggregates in concrete mixtures. A statistical approach is thus retained in the current study: 30 different two-dimensional finite element simulations are run, at the mesoscale, for each volume fraction of inclusions considered, to build a representative set of data, from which clear conclusions can be drawn.

Cross-linked polyethylene (XLPE) is produced by forming molecular cross-links in the micro-structure of polyethylene to improve its physical and mechanical properties, including its stiffness and strength. XLPE is extensively used in the industry for its superior performance, including in firefighting systems, hot water and sanitary piping, and for the insulation of electric cables [e.g. 7, 8]. The main drawback of XLPE corresponds to the increased difficulty to recycle thermosets. Replacing natural aggregates in concrete mixtures with XLPE waste shreds can thus be considered as a suitable method to reuse this type of plastic waste. This work complements our studies estimating the effect of XLPE shreds on the mechanical properties of XLPE-modified mixtures [9]. It models the effect of replacing aggregates by chopped XLPE flakes on the thermal insulation of the resulting concrete mixture.

2. Modeling

2.1. Computational domain and governing equation

In this work, we simulate the conductive heat transfer in a two-dimensional cross-section of a 5 cm thick and 10 cm high concrete wall. The wall's dimensions are retained following a set of preliminary iterations conducted to insure that the variability on the equivalent properties determined from the simulations would be suitably low. A 2D approach is adopted on the grounds that:

- Large depths (in the third dimension) are usually employed in walls while inhomogeneities in the meso-structure are distributed evenly, which justifies the assumption that the heat fluxes along the third dimension even out.
- Given the wall dimensions, particle size-distributions and volume fractions involved in this work, it is assumed that artificially constraining the flow of heat to the plane of the model would not make the preferential paths of heat conduction significantly longer than these could be in three dimensions.

The differential equation governing the transfer of heat in steady-state is given by:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0, \quad (1)$$

where T is the temperature field and k the local thermal conductivity.

Essential boundary conditions are prescribed on the right edge of the wall, i.e. $T_{Right} = 10^\circ\text{C}$ at $x = 5$ cm, whereas natural conditions are applied to the remaining boundaries: a uniform heat flux $q_{Left} = 500 \text{ W/m}^2$ is applied across the left edge of the wall, while the upper and lower boundaries are thermally insulated. The thermal conductivities of the individual material components retained in this work are: $k_{mortar} = 1.73$, $k_{aggregates} = 2.70$ and $k_{XLPE} = 0.45 \text{ W/(m}\cdot^\circ\text{C)}$ for the mortar, the aggregates and the XLPE inclusions, respectively [10–16].

This boundary value problem is solved numerically by means of a finite element scheme implemented on the commercial software Matlab. To this aim, the domain is discretized using typical four-node (linear) quadrilateral finite elements of size 0.25 mm. The mesh was retained following a convergence analysis considering the size of the particles in the system.

2.2. Meso-structure generation

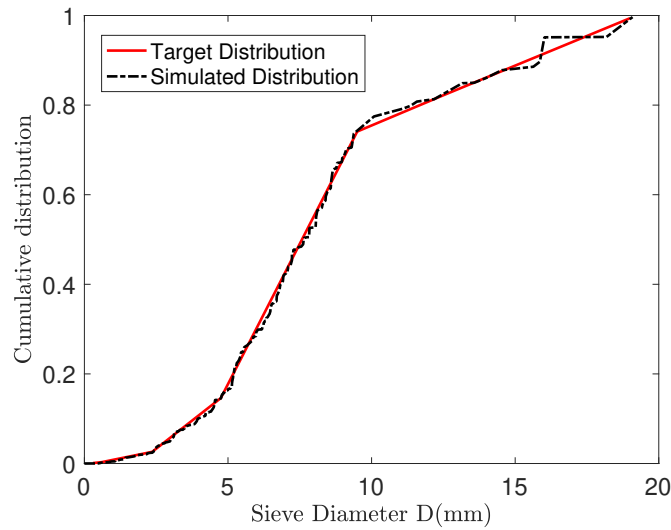


Figure 1 : Target and simulated cumulative size-distribution of aggregates.

The aggregates are added selectively inside a homogeneous mortar, one after another, followed by the inclusions. The algorithms for generating the natural aggregates and the XLPE flakes are similar. Briefly, these operate as follows:

1. The total size-range $[S_{min}, S_{max}]$ of aggregates and inclusions is divided into sub-ranges $[S_k, S_{k+1}]$ of aggregate diameters ($S = D$) and inclusion lengths ($S = L$). Each sub-range is characterized by a corresponding target area fraction $\bar{a}_f(k)$ determined from a given cumulative size-distribution, as shown in Figure 1, for the aggregates. Sub-ranges are filled in order of decreasing particle size. While filling the sub-range $[S_k, S_{k+1}]$, particles of size $S \in [S_k, S_{k+1}]$ are randomly generated and placed, one after the other, and the area fraction $a_f(k)$ is continuously updated.
2. Following the random selection of a particle's size, the coordinates of its centroid x and y , and a factor $\alpha \in [0, 1]$ are also picked randomly, so as the particle is inside the domain. The factor α concerns aggregates only: the size of an aggregate's trace in the plane of the wall's cross-section is given by $d = \alpha D$.
3. A test is performed to reject any new particle that overlaps with the ones already in place. This is practically achieved by comparing the number of mortar nodes inside the particle's

projected location (A), to the total number of nodes inside the same (B). If A and B are equal, the projected location contains no previous particles and it can thus be considered. Otherwise, step (2) is repeated until the condition is satisfied.

4. The area fraction a_f is updated when the new particle is retained/accepted.
5. Only particles achieving $a_f(k) \leq 1.01\bar{a}_f(k)$ are accepted. This forces the random size-distribution to fit within 1% of the prescribed distribution mentioned in step (1). The particle is otherwise rejected and the algorithm goes back to step (2).
6. When $a_f(k) \geq \bar{a}_f(k)$ the algorithm starts filling the next sub-range of smaller size particles.

2.3. Component proportions and simulation plan

The control concrete mixture retained contains 1375 kg/m^3 of mortar (including cement, sand and fine aggregates) and 985 kg/m^3 of coarse aggregates, characterized by a density of 2600 kg/m^3 . The control mix is modified by replacing an increasing proportion of the coarse aggregates by an equivalent volume of XLPE inclusions whose density is 920 kg/m^3 . The mass of coarse aggregates in a modified mixture is thus given by:

$$m_{\text{aggregates}} = 985 - \frac{2600}{920} m_{\text{XLPE}}. \quad (2)$$

In this work, the total mass of XLPE inclusions is varied from 0 to 230 kg/m^3 , by increments of 10 kg/m^3 , which corresponds to a total of 24 cases of XLPE content. In each case, 30 different random aggregate and inclusion structures are generated and a similar number of finite element simulations are run to build a statistical database of equivalent homogenized thermal properties. This corresponds to a total of 720 simulations.

3. Numerical results

3.1. Temperature distributions

The random distribution of aggregates and XLPE inclusions inside the mortar phase, as generated by the algorithm presented in section 2.2, is illustrated for two selected examples, in Figure 2. The mortar appears in dark blue, the aggregates in yellow, while XLPE inclusions are shown in aqua blue. It can be noted that 190 kg/m^3 of XLPE corresponds to an area fraction of $a_f = 0.198$.

The temperature fields corresponding to the random structures represented in Figure 2 are also shown in Figure 3. It is clear, in both cases, that the local temperatures are affected by the presence of particles of different thermal properties than those of the mortar phase. A closer observation of Figure 3 reveals that the presence of XLPE flakes creates temperature fluctuations with somewhat sharper contour lines. This can be attributed to the sharp geometry of the XLPE flakes combined with their relatively small thermal conductivity. The latter modify the path of the thermal bridges in the mortar phase to more irregular shapes, hindering the heat diffusion process.

Figure 4 shows quiver plots of the heat flux vector field defined by $\mathbf{q} = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \mathbf{j} \right)$, where \mathbf{i} and \mathbf{j} correspond to the unit vectors in directions x and y , respectively. It is interesting

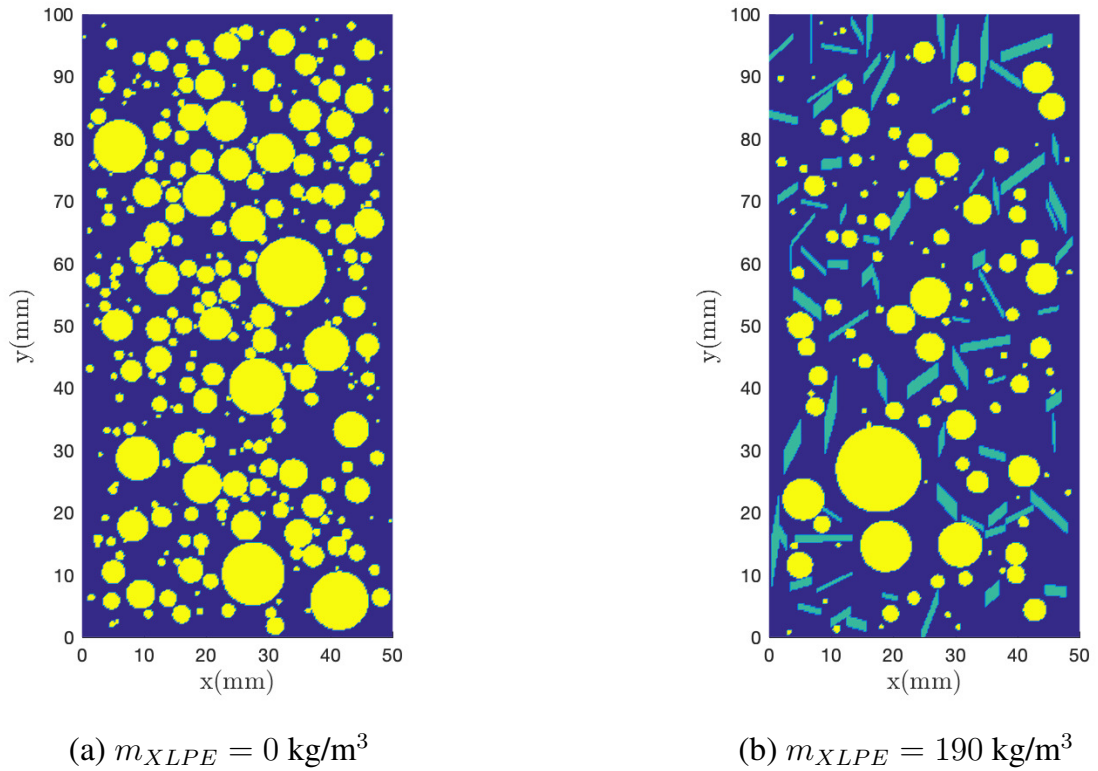


Figure 2 : Random aggregate and inclusion structures for 0 and 190 kg/m^3 of XLPE.

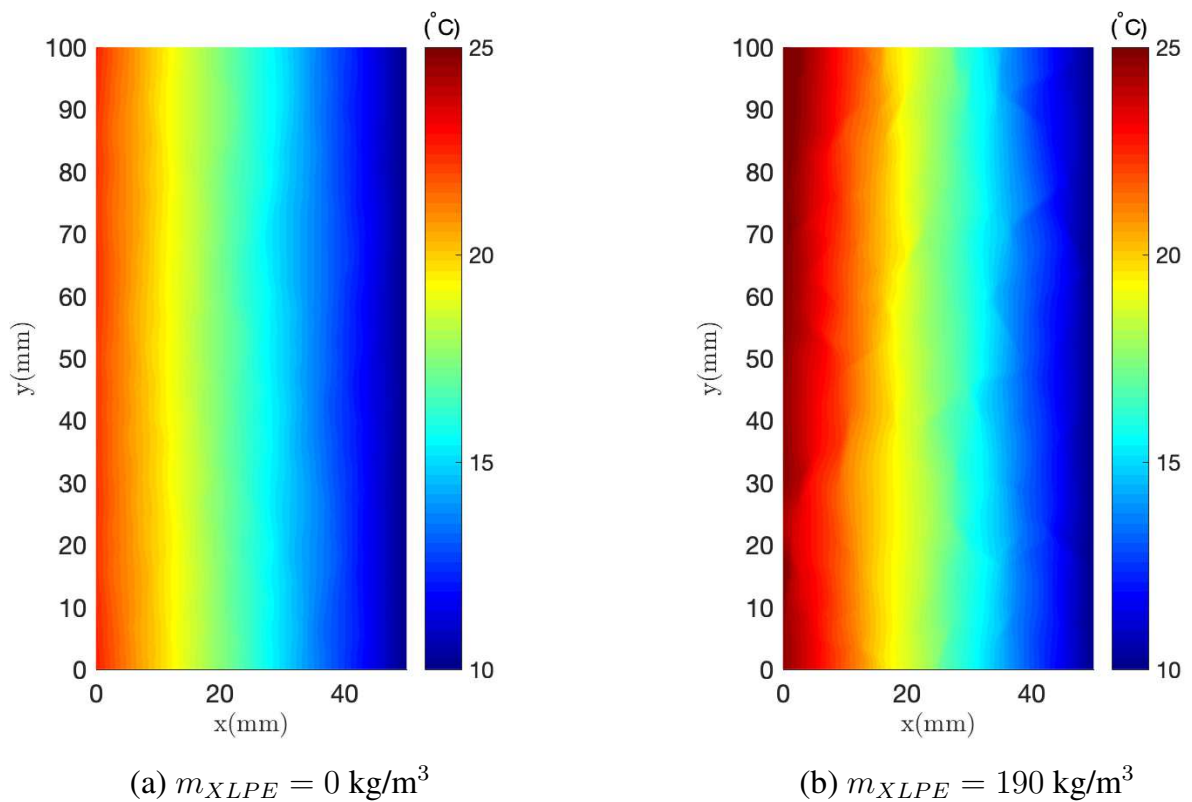


Figure 3 : Temperature fields for 0 and 190 kg/m^3 of XLPE (cases of Fig. 2).

to observe that thermal bridges form in the mortar and across the more conductive aggregates, while the heat flux typically deviates from the low conductivity materials corresponding to the XLPE inclusions.

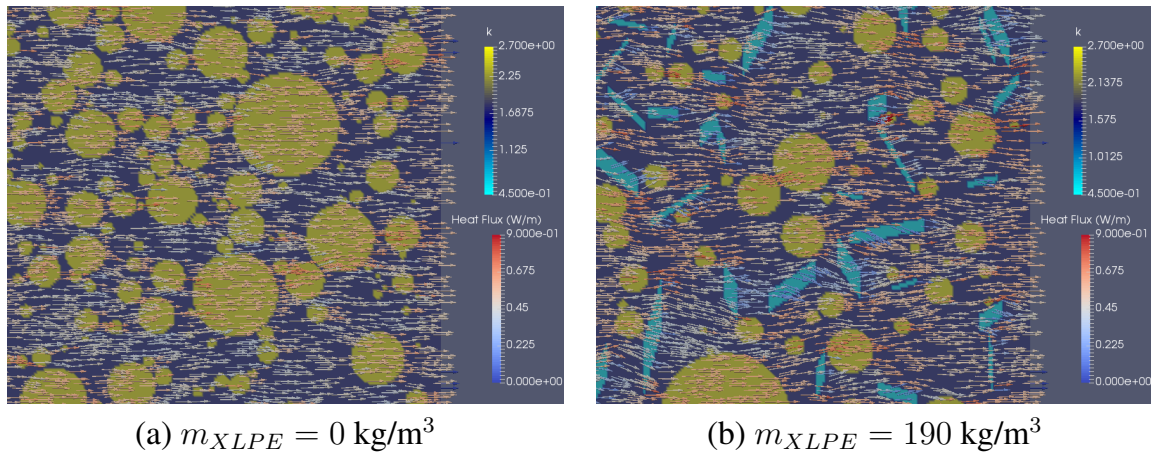


Figure 4 : Heat flux vector for 0 and 190 kg/m³ of XLPE (cases of Fig. 2).

3.2. Equivalent Thermal Conductivity

We designate by l_x and l_y the thickness and the height of the concrete wall, respectively. The temperature can be averaged over the left boundary of the wall, i.e.

$$T_{Left} = \frac{1}{l_y} \int_y T(0, y) dy. \quad (3)$$

The equivalent thermal conductivity of the composite can be determined macroscopically as:

$$k_{eq} = \frac{q_{Left} \cdot l_x}{T_{Left} - T_{Right}}. \quad (4)$$

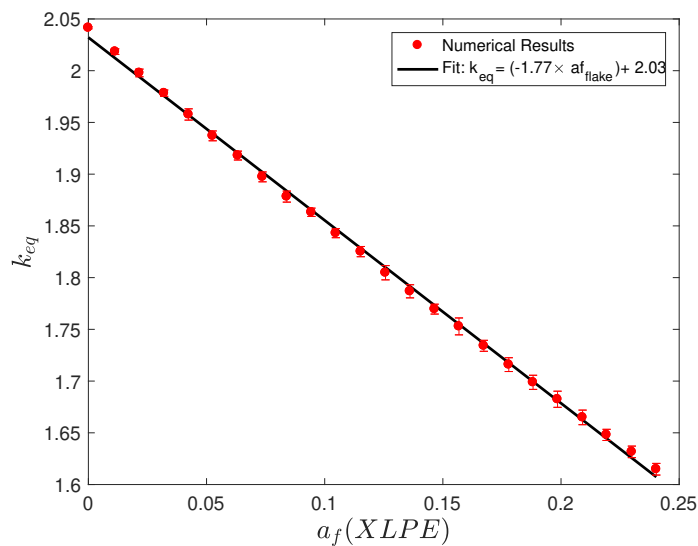


Figure 5 : Equivalent thermal conductivity versus area fraction of XLPE inclusions.

The equivalent thermal conductivities k_{eq} calculated according to equation (4) for the 720 simulations performed in this work are presented in Figure 5. For each area fraction of XLPE content, $a_f(\text{XLPE})$, the average value of k_{eq} is plotted, with error bars showing the standard deviation, over 30 simulations. The thermal conductivity of the wall drops as the proportion of XLPE inclusions is increased in the mixture. Replacing traditional aggregates by an equivalent volume of a less conductive waste material improves the thermal insulation of the modified concrete. The dependency of k_{eq} on $a_f(\text{XLPE})$ is clearly linear as it is well fitted by a straight line corresponding to the rule of mixtures.

It is also interesting to note that the very small standard deviations obtained confirm that the size of the domain retained for the simulations is appropriate, i.e. of the order of magnitude of the representative elementary volume.

4. Conclusion

This study addressed the statistical influence of partially replacing typical aggregates in concrete mixtures by recycled XLPE flakes, on the thermal insulation of the modified concrete. This was achieved by means of a large number of 2D finite element simulations. The thermal properties and the shapes of the inclusions affected the diffusion of heat and led to local and global changes in the temperature field inside of an XLPE-modified concrete wall. As a result, the equivalent thermal conductivity of the wall dropped linearly as the area fraction of XLPE content was increased. The low variability between simulations confirmed that the size of the model is statistically sound. The results of this work must be confirmed by 3D simulations taking the third spatial dimension into consideration.

Acknowledgements

Part of this work was jointly funded with the support of the National Council for Scientific Research in Lebanon CNRS-L and Notre Dame University - Louaize.

References

- [1] US Environmental Protection Agency, *Municipal Solid Waste Generation, Recycling, and Disposal in the United States: Facts and Figures for 2012*, (2014). [Online]. Available: www.epa.gov/wastes.
- [2] Y.W. Choi, D.J. Moon, J.S. Chung, S.-K. Cho, Vortices, Effects of waste PET bottles aggregate on the properties of concrete, *Cement and Concrete Research*, 35 (2005) 776-781.
- [3] R. Siddique, J. Khatib, I. Kaur, Use of recycled plastic in concrete: A review, *Waste Management*, 28 (2008) 1835-1852.
- [4] O.Y. Marzouk, R.M. Dheilily, M. Queneudec, Valorization of post-consumer waste plastic in cementitious concrete composites. *Waste Management*, 27 (2007) 310-318.
- [5] A. Poonyakan, M. Rachakornkij, M. Wecharatana, W. Smittakorn, Potential use of plastic wastes for low thermal conductivity concrete, *Materials*, 11, (2018) 1938.
- [6] B. Yesilata, Y. Isıker, P. Turgut, Thermal insulation enhancement in concretes by adding waste PET and rubber pieces, *Construction and Building Materials*, 23 (2009) 1878–1882.
- [7] M. Madani, N. Sharifi-Sanjani, E. Rezaei-Zare, R. Faridi-Majidi, Preparation of granular crosslinkable medium density polyethylene, *Journal of Applied Polymer Science*, 104 (2007) 1873-1879.
- [8] C. Meola, G. Giorleo, U. Prisco, Experimental Evaluation of Properties of Cross-Linked Polyethylene, *Materials and Manufacturing Processes*, 18 (2003) 135-144.
- [9] G.-P. Zéhil, C. Ghnatios, R. Himmo, Determination of the elastic properties of cross-linked polyethylene mixed concrete using soft computing techniques (under review).

- [10] M.I. Khan, Factors affecting the thermal properties of concrete and applicability of its prediction models, *Building and Environment*, 37 (2002) 607–614.
- [11] I. Marie, Thermal conductivity of hybrid recycled aggregate – Rubberized concrete, *Construction and Building Materials*, 133 (2017) 516–524.
- [12] V.T. Morgan, The thermal conductivity of crosslinked polyethylene insulation in aerial bundled cables, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 26 (1991) 1153-1158.
- [13] Md. Poostforush, H. Azizi, I. Ghasemi, Thermal conductivity of silane cross-linked polyethylene composites, *Bulgarian Chemical Communications*, 48 (2016) 125–130.
- [14] A. Siwińska, H. Garbalińska, Thermal conductivity coefficient of cement-based mortars as air relative humidity function, *Heat Mass Transfer*, 47 (2011) 1077–1087.
- [15] J. Thomas Jr., R.R. Frost, R.D. Harvey, Thermal conductivity of carbonate rocks, *Engineering Geology*, 7 (1973) 3-12.
- [16] W. Zhang, H. Min, X. Gu, Y. Xi, Y. Xing, Mesoscale model for thermal conductivity of concrete, *Construction and Building Materials*, 98 (2015) 8-16.

Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux composites avec changement de phase contenant du graphite expansé

Ibtissem CHRIAA^{1*}, Mustapha KARKRI², Abdelwahab TRIGUI¹, Chokri BOUDAYA¹

¹Université de Sfax, Laboratoire des Matériaux Multifonctionnels et Applications (LMMA), Route Sokra, C.P 3000 Sfax, Tunisie

²Université Paris-Est, Laboratoire CERTES, 61 avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France

*(auteurs correspondants : chriia.ibtissem@gmail.com , mustapha.karkri@u-pec.fr)

Résumé - L'incorporation du MCP dans les systèmes de chauffage et de refroidissement a suscité un intérêt particulier de nombreux scientifiques, car il permet de stocker et de libérer des grandes quantités d'énergie sous forme de chaleur latente. Néanmoins, le problème des MCP reste la recherche des méthodes appropriées pour leur intensification thermique et incorporation dans des structures fonctionnelles afin d'éviter le problème de fuite lors de la transition solide-liquide. De ce fait, l'enjeu majeur est de résoudre ce problème en utilisant des charges conductrices de chaleur et des matrices polymères de structure poreuse qui limite la lixiviation en phase liquide. Cet article est subdivisé en deux parties. La première partie consiste à étudier principalement la mise en œuvre des composites MCP (stables) à base d'Hexadécane, de polyéthylène basse densité PEBD, de polystyrène-b-poly(éthylène-butylène)-b-polystyrène (SEBS) et du graphite expansé. L'effet de la fraction massique du graphite sur la conductivité thermique effective et sur le taux de stockage/déstockage thermique des composites a été analysé. Dans la deuxième partie on s'est intéressé à l'étude de la stabilité thermique de ces composites. Des cycles thermiques nous ont permis de fournir un premier jugement comparatif sur leur capacité à stocker et libérer de l'énergie thermique. Cette première caractérisation a été complétée par les analyses ATG. Les résultats obtenus fournissent une base précieuse pour la future application pratique de ce type de composites.

Nomenclature

Q Quantité de chaleur massique, kJ/kg
 C_p Chaleur spécifique, KJ/kg. °C
 t Temps
 V Volume du composite, mm³
 e Epaisseur du composite, mm
 T température, °C
 MCP Matériaux à changement de phase
 m Masse du composite

Symboles grecs

α Diffusivité thermique, mm².s⁻¹
 λ Conductivité thermique, W/m.K
 φ Densité de flux de chaleur, W/m²

Indices et exposants

i Etat initial
 f Etat final

Sens Sensible

1. Introduction

L'énergie produite à partir des sources renouvelables est une préoccupation majeure de nos jours et les chercheurs du monde entier s'attaquent à la crise énergétique. Les matériaux à changement de phase (MCP) sont largement utilisés dans le système de stockage d'énergie thermique pour intégrer et gérer une partie de l'énergie renouvelable [1,2]. Les MCP utilisés dans ce secteur nécessitent une compréhension et un approfondissement de leur comportement thermique d'une part mais aussi une stratégie efficace pour limiter les fuites lors de la transition solide-liquide. La limitation des fuites en phase liquide peut se faire par l'incorporation du MCP dans des matrices polymères poreuses [3]. Une large gamme des polymères « poreux » ont été utilisés comme matrices supports ; ex. les polyacrylates, les

polyoléfines, les copolymères à blocs styréniques, les polysaccharides et les polyuréthanes [4]. Dans ce travail, en raison de leurs propriétés physiques favorables et de leur affinité chimique avec les MCP organiques, nous nous sommes intéressés aux composites MCP à base de polyoléfines (PEBD) et des élastomères thermoplastiques (SEBS) [5]. L'objectif de la présente étude consiste d'une part à la préparation des composites à base de l'hexadécane, polyéthylène à basse densité (PEBD), polystyrène b-poly(éthylène-butylène)-b-polystyrène (SEBS) et du graphite expansé (GE). Le PEBD a servi comme un matériau support solide alors que l'élastomère présente une bonne absorption et « encapsulation » de l'hexadécane. Le GE est utilisé pour améliorer l'intensification thermique. D'autre part, une étude expérimentale du comportement thermique des composites ainsi leurs stabilités thermiques ont été effectuées avec succès. Sur la base des résultats obtenus, on peut conclure que les composites considérés possèdent un potentiel de stockage d'énergie thermique et ouvrent un vaste champ d'application très intéressant pour le stockage de chaleur latente.

2. Etude expérimentale

2.1. Matériels

Le MCP utilisé dans cette étude est l'hexadécane ($C_{14}H_{34}$) de la famille des alcanes, fourni par Sigma Aldrich dont la température de fusion est de $18^{\circ}C$ avec une pureté de 99%. Le SEBS (Kraton G1650 M) est un copolymère tri-bloque du styrène et éthylène/butylène. Le PEBD dont les particules sont de taille $< 40\mu m$ et le graphite expansé (GE) est fourni par Sigma Aldrich.

2.2. Préparation des composites

Le processus de fabrication des composites est présenté dans la **Fig.1**. Tout d'abord, l'hexadécane est dissous dans le toluène à $80^{\circ}C$, puis le SEBS et le PEBD sont ajoutés à la solution jusqu'au ce que le mélange soit homogène. Le graphite est ensuite ajouté progressivement. La sonification a été ensuite appliquée pendant 30min à 100 W pour décomposer les agrégats du graphite et assurer une dispersion homogène des charges conductrices dans le mélange. Afin d'évaporer le solvant, le mélange résultant est laissé sous hotte à une température de l'ordre de $120^{\circ}C$. Après, le composite est encore séché dans une étuve pendant une nuit à $130^{\circ}C$. Enfin, le mélange est pressé à chaud à $130^{\circ}C$ pendant 10 min dans un moule en acier de dimension **45 mm* 45mm*6mm** en utilisant une presse thermique. La composition des échantillons est résumée dans le **Tableau 1**.

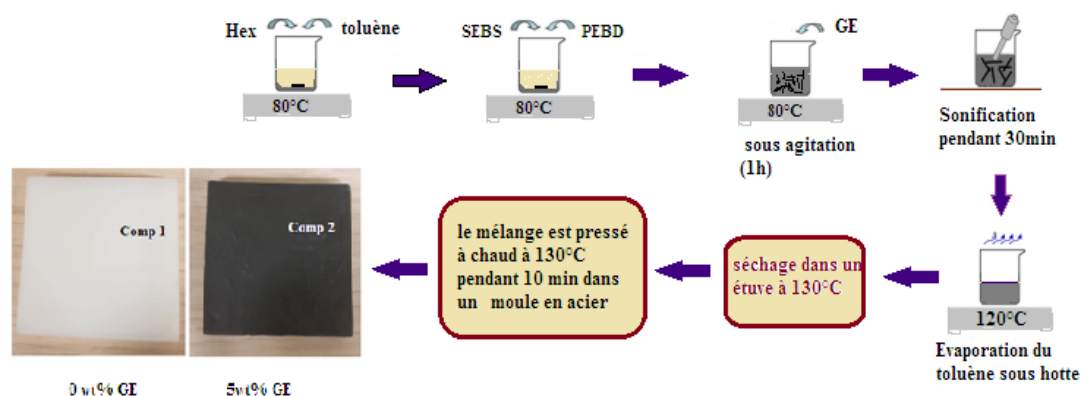


Figure 1 : Schéma du processus de fabrication des composites MCP

	<i>Hexadécane</i>	<i>SEBS</i>	<i>PEBD</i>	<i>GE</i>	<i>Volume</i>	<i>Masse</i>
	wt%	wt%	wt%	wt%	mm ³	g
Comp1	75	15	10	0	45*45*5.70	9.207
Comp2	75	15	9	1	45*45*5.64	9.052
Comp3	75	15	5	5	45*45*6.01	9.808

 Tableau 1 : *Composition des échantillons préparés*

2.3. Les techniques de caractérisation

2.3.1. Méthode du hot Disk (TPS 2500S)

La méthode de source plane en régime transitoire (HOT DISK) est la plus pratique pour la mesure des propriétés thermo-physiques. Cette méthode est basée sur l'utilisation d'un capteur plan chauffé de manière transitoire. Ce capteur est constitué d'un conducteur en forme de double spirale qui a été gravé d'une fine feuille de métal (Nickel), il est utilisé à la fois comme une source de chaleur et un capteur de température [6]. Cette sonde est encastrée entre deux échantillons identiques et de mêmes dimensions (45mm*45mm*6mm). De ce qui précède, il est important de noter que la taille des surfaces de l'échantillon doit être sensiblement plus grande que le diamètre du capteur de la Hot Disk. Dans notre cas, une puissance constante (20mW) a été appliquée pendant (20s) et la chaleur générée dissipée dans la double spirale a été acheminée dans les échantillons, provoquant une élévation de la température du capteur et des échantillons. Cet instrument a été utilisé principalement pour mesurer les conductivités, les diffusivités thermiques perpendiculaires et parallèles ainsi que les chaleurs spécifiques par unité de volume des composites PEBD/Hex/SEBS/GE.

L'appareil HOT DISK 2500s utilise la méthode de la source plane transitoire, développée par Gustaffson, a été effectuée pour des mesures précises de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique, c'est-à-dire avec une erreur nominale d'environ 5% respectivement [6].

2.3.2. La plaque chaude gardée (PCGT)

D'un point de vue thermique, les méthodes de caractérisation des composites MCP pour la détermination des propriétés thermo-physiques pourraient être très différentes. Cependant, les méthodes calorimétriques classiques telles que la DSC et l'analyse thermique différentielle ATD s'appliquent à de très petites quantités de produits (quelques mg). Cela peut être considérablement influencé par les hétérogénéités locales des échantillons. Dans cette étude, une méthode des plaques chaudes gardées transitoires (**Fig.3**), basée sur les mesures des flux thermiques échangés et des variations des températures imposées sur les deux faces de l'échantillon sont utilisés pour la détermination des propriétés thermo-physiques des composites MCP sur plusieurs cycles (fusion et solidification) [5,7].

Ce dispositif est constitué des plaques échangeuses isothermes reliées à deux bains thermostatés, des résistances chauffantes, des fluxmètres (Φ_1 , Φ_2), des thermocouples (T_1 , T_2) et un système d'acquisition. Les capteurs sont connectés à un programme LabVIEW. Le composite de forme parallélépipédique est inséré entre deux fluxmètres et deux plaques échangeuses. Les données expérimentales sont enregistrées avec un pas de temps de 6s.

Un échantillon de forme parallélépipédique (45 x 45 x 6 mm³) est placé entre deux plaques échangeuses de chaleur en aluminium isotherme raccordées à des bains thermo-régulés

permettant de réguler avec précision la température de l'huile injectée H10 avec une précision d'environ $0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$. Des capteurs de flux de chaleur et des thermocouples (type T) sont placés de chaque côté de l'échantillon composite pour mesurer les flux de chaleur (Φ_1 , Φ_2) et la température (T_1 , T_2) sur chaque face du composite LDPE / Hexadécane / SEBS/ GE. Les côtés latéraux des échantillons étudiés sont isolés par une mousse de polyéthylène expansée (PE), ce qui crée un anneau isolant autour de l'échantillon et minimise le transfert de chaleur vers l'environnement extérieur. En fonction des consignes programmées et du traitement des données, il est possible avec ce dispositif d'étudier la stabilité thermique et de déterminer avec précision les quantités de chaleur stockées et déstockées des composites MCP.

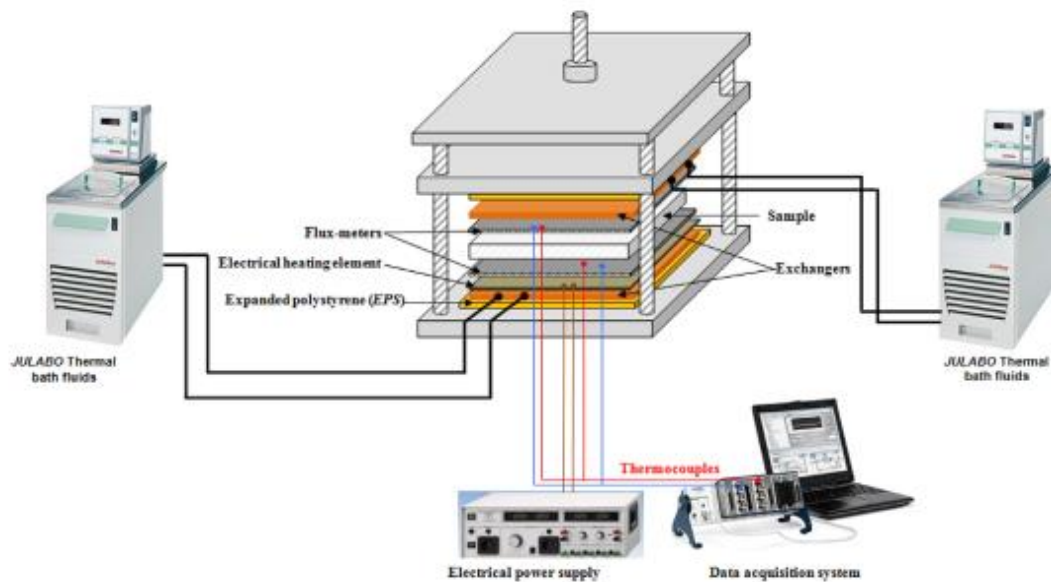


Figure 2 : *Plaque Chaude Gardée en régime Transitoire (PCGT)*

2.3.3. Analyseur Thermogravimétrique (ATG)

La stabilité thermique des composites SEBS/Hex/PEBD/EG a été étudiée par un analyseur thermogravimétrique ATG 4000 Perkin Elmer dans une plage de températures allant de 30°C à 600°C à une vitesse de chauffage de $20^\circ\text{C}/\text{min}$ et sous atmosphère d'azote.

3. Résultats et discussion

3.1. Les propriétés thermophysiques des composites

Comme mentionné précédemment, la méthode du Hot Disk type TPS 2500S, avec une précision de $\pm 5\%$, a été utilisée pour mesurer les propriétés thermo-physiques des échantillons. Le tableau 2 résume les propriétés thermiques de chaque composite à l'état liquide et solide ainsi que leurs incertitudes associées. Ces valeurs représentent la valeur moyenne de cinq tests pour chaque échantillon. Les conductivités thermiques transverses et parallèles sont de même ordre de grandeur. Les figures 3 et 4 montrent la conductivité et la diffusivité thermique effectives des échantillons pour différentes fractions massiques du GE et à différentes températures : ($T = 22^\circ\text{C}$, MCP en phase liquide ; $T = 14^\circ\text{C}$, MCP en phase solide). Evidemment, on constate que la conductivité ainsi que la diffusivité thermique augmentent presque linéairement avec la fraction massique du GE. En conséquence, la conductivité thermique des composites PEBD/Hex/SEBS/GE passe de $0,1948 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à $0,2626 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ lorsque la fraction massique du GE augmente de 1% à 5%, soit 1,05 et 1,48 fois plus élevée que celle de l'échantillon de référence PEBD/Hex/SEBS ($0,1846 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$). L'augmentation

était attendue, car le graphite expansé possède une conductivité thermique plus importante que celle de la matrice PEBD/SEBS associée à l'Hexadécane. L'intensification de la conductivité thermique induite par l'ajout du graphite est calculée selon le rapport suivant :

$$\text{Intensification} = (\lambda - \lambda_m^*) / \lambda_m^* \quad (1)$$

Avec λ et λ_m^* sont les conductivités thermiques des composites avec et sans graphite expansé, respectivement.

L'intensification calculée de la conductivité thermique des composites augmente de 5,5% à 42.5% avec l'augmentation de la fraction massique du GE. Cela peut être expliqué par la présence d'une structure poreuse stratifiée bidimensionnelle qui peut former un réseau thermo-conducteur lorsque le graphite expansé est ajouté progressivement au mélange PEBD/Hex/SEBS, entraînant ainsi une augmentation de la conductivité thermique du composite [8]. Ces capacités calorifiques à l'état solide et liquide pour chaque composite sont reportées dans le tableau 2. Ces valeurs seront utiles pour la détermination de la chaleur latente apparente des échantillons.

	λ		α		C_p		Erreur
	$W.m^{-1}.K^{-1}$		mm^2/s		$KJ/kg. ^\circ C$		
	Liquide	Solide	Liquide	Solide	Liquide	Solide	
Comp1	0,1846	0,1913	0,1213	0,1342	1.948	1.866	± 5
Comp2	0,1948	0,2029	0,1285	0,1383	1.974	1.927	± 5
Comp3	0,2626	0,2693	0,1412	0,1545	2.281	2.032	± 5

Tableau 2 : La conductivité, la diffusivité thermique et la capacité calorifique des composites

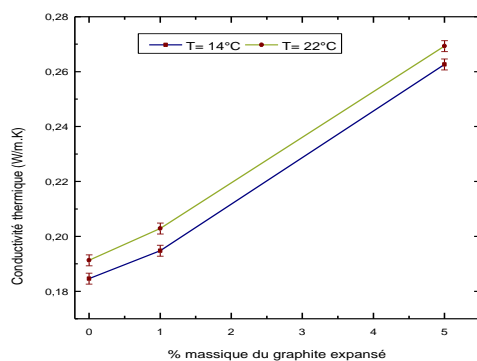


Figure 3 : Conductivités thermiques des composites à différentes températures et différentes fractions massiques du GE.

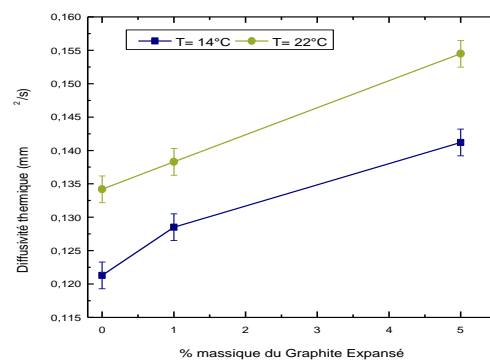


Figure 4 : Diffusivités thermiques des composites en fonction de la fraction massique du GE.

D'après les résultats ci-dessus, il est connu que le GE avec une conductivité thermique élevée et une grande surface spécifique est un additif prometteur pour l'amélioration de la performance thermique. Alors qu'avec 5% de GE on n'arrive pas à une grande amélioration de la conductivité thermique. L'intensification des échantillons reste encore faible pour une performance thermique recommandable [9], mais, d'après ce travail, nous pouvons mesurer

l'impact positif que pourra jouer le GE dans l'intensification de l'échange thermique et la cinétique du stockage/déstockage de l'énergie thermique des échantillons.

3.2. Etude de la cinétique de stockage/ déstockage

3.2.1. Méthode

La chaleur latente élevée est parmi les principaux critères pour le choix du MCP dans l'application du stockage d'énergie thermique. Le principe de cette méthode utilisée consiste à calculer la quantité de chaleur totale stockée (ou déstockée) entre deux états thermiques stables de 10°C à 32°C (ou de 32°C à 10°C). Entre ces deux états, le composite MCP stocke de la chaleur sensible (Q_{sens}) et de la chaleur latente (L_m).

$$Q_{tot} = \frac{1}{\rho \cdot e} \int_{T_i}^{T_f} \Delta\Phi \cdot dt = C_p \cdot (T_f - T_i) \quad (2)$$

Où $\Delta\phi$: la différence de flux mesurée à chaque pas de temps d'acquisition, dt: le délai entre chaque acquisition, ρ : la masse volumique de l'échantillon et e: l'épaisseur de l'échantillon.

3.2.2. Cycles thermiques

Un test de cyclage thermique (10°C à 32°C) a été réalisé pour étudier la stabilité thermique des composites. Une grande quantité de chaleur est stockée lors du passage d'un état solide à un état liquide. La figure 5 présente l'évolution des flux (Φ_1 , Φ_2) et des températures (T_1 , T_2) de part et d'autre de l'échantillon pendant deux cycles de chauffage et de refroidissement durant une période de 3,5 heures. Au début du test, le composite est maintenu à 10°C, qui est inférieure à la température de fusion de l'hexadécane pur. Ensuite, il est chauffé à 32°C ((a), (c)). Entre ces deux états isothermes, le composite stocke de la chaleur sensible et de la chaleur latente. Il faut noter ici qu'un temps de stabilisation doit être respecté après chaque rampe de la température de consigne des cryostats. Ce temps a permis au composite d'évoluer vers son état d'équilibre thermique. Ainsi, les flux de chaleurs deviennent nuls. Dès que l'échantillon atteint son état d'équilibre, le processus de déstockage se déclenche. Enfin, le composite est refroidi jusqu'à ce qu'il atteigne une température initiale ((b), (d)). Au cours de cette évolution thermique, une grande quantité de chaleur a été stockée et libérée par le matériau. De ce fait, la quantité de chaleur totale peut être calculée quatre fois pendant le test. Le tableau 3 résume les résultats trouvés pour chaque composite. À chaque cycle, il convient de noter qu'il n'y a pratiquement aucun changement significatif dans la quantité de chaleur stockée et libérée par les composites. Nous pouvons remarquer d'après le tableau 3 que la quantité de chaleur stockée/libérée par les composites PEBD/Hex/SEBS est influencée par l'addition de faibles quantités de graphite expansé.

	<i>cycles</i>	<i>Energie stockée</i> kJ/kg	<i>Energie déstockée</i> kJ/kg	<i>différence</i> kJ/kg
Comp1 (0% GE)	1	172.92	172.72	0.20
	2	172.49	172.23	0.26
Comp2 (1% GE)	1	180.83	180.10	0.73
	2	180.60	180.14	0.46
Comp3 (5% GE)	1	182.72	182.38	0.34
	2	182.29	182.19	0.10

Tableau 3: *Quantité d'énergie emmagasinée et libérée à chaque cycle.*

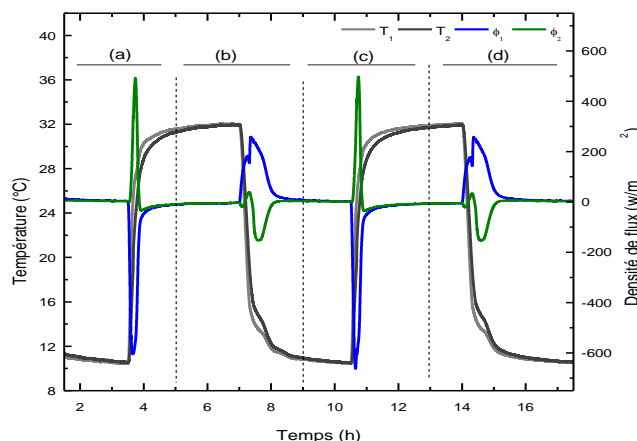


Figure 5 : Evolution de la densité de flux et de la température pour une variation cyclique de la température de 10 à 32 ° C, comp 3 (5% GE).

3.3. La stabilité thermique des composites MCP : PEBD /Hex /SEBS/ GE

L'analyseur thermogravimétrique (ATG) a été utilisé pour l'étude de la stabilité thermique des composites préparés dans une plage de températures de 30°C à 600°C à une vitesse de chauffage de 20°C/min sous atmosphère d'azote. Les courbes d'ATG du PEBD, SEBS et des composites MCP sans et avec graphite expansé sont illustrés par les figures 6.a et 6.b. Comme le montre la figure 6.a, la décomposition de SEBS et de PEBD s'effectue en une seule étape. Elle commence à 400°C et se termine aux alentours de 550°C. Pour le mélange PEBD/Hex/SEBS, la dégradation thermique est composée de deux étapes bien distinctes, typiques des mélanges non miscibles, ayant des températures des décompositions différentes. La première étape qui débute à 150°C et se termine à 300°C est provoqué par la décomposition du MCP. La deuxième étape se produit à une température supérieure à 400°C, ce qui représente la dégradation de SEBS et de PEBD.

Le même phénomène est observé après l'addition du graphite expansé (figure 6.b). En raison de la présence d'une couche de charbon au-dessus de 500 °C, la quantité du GE déterminée lors de l'analyse du résidu à 600 °C c'est presque la même quantité initiale d'EG ajoutée dans le composite (0.96% pour le comp2 et 5.04% pour le comp3).

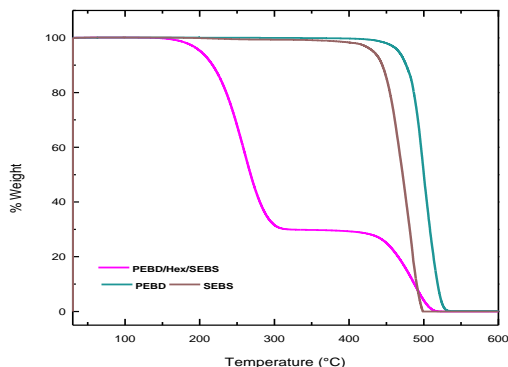


Figure 6.a : les courbes d'ATG du SEBS, PEBD, Hex et du composite PEBD/Hex/SEBS.

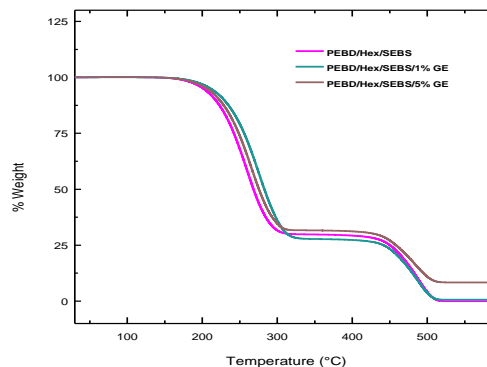


Figure 6.b : les courbes d'ATG des composites PEBD/Hex/SEBS/GE.

Ces résultats indiquent que le PEBD, le SEBS, l'Hexadécane et le GE ont été mélangés avec succès et que les composites MCP préparés ont une bonne stabilité thermique dans la plage de température de fonctionnement puisque la perte de masse est faible (inférieure à 0.3%) à 70°C.

4. Conclusion

Dans le cadre d'un programme de recherche sur l'amélioration du stockage d'énergie thermique par l'utilisation de matériaux à changement de phase. Un nouveau composite MCP flexible à base de PEBD/Hexadecane/SEBS/ graphite expansé, stable thermiquement a été préparé avec succès. Nous avons montré avec la technique de la plaque chaude gardée que l'ajout d'une quantité relativement faible d'un conducteur thermique, le graphite, augmente la puissance de stockage. De plus, la présence du graphite intensifie le transfert de chaleur au sein des composites. L'analyse ATG a confirmé que les composites préparés ont une bonne stabilité thermique dans l'intervalle de température de fonctionnement. Mais avec 5% de GE, la conductivité thermique reste faible pour une application recommandable. Les études en cours comprennent l'étude de la flexibilité et la préparation des composites avec des fractions massiques supérieures à 5% de graphite expansé.

Références

- [1] X. Guo, S. Zhang, J. Cao, An energy-efficient composite by using expanded graphite stabilized paraffin as phase change material, *COMPOS PART A-APPL S*, 107 (2018), 83-93.
- [2] Y. Lin, Y. Jia, G. Alva, G. Fang, Review on thermal conductivity enhancement, thermal properties and applications of phase change materials in thermal energy storage, *RENEW SUST ENERG REV*, 82 (2018), 2730-2742.
- [3] M. M. Umaira, Y. Zhanga, K. Iqbalc, S. Zhanga, B. Tanga, Novel strategies and supporting materials applied to shape-stabilize organic phase change materials for thermal energy storage—A review, *APPL ENERG*, 235 (2019), 846-873.
- [4] X. Huang, X. Chen, A. Li, D. Atinafu, H. Gao, W. Dong, G. Wang, Shape-stabilized phase change materials based on porous supports for thermal energy storage applications, *CHEM ENG J*, 356 (2019), 641-661.
- [5] A. Trigui, M. Karkri, I. Krupa, Thermal conductivity and latent heat thermal energy storage properties of LDPE/wax as a shape-stabilized composite phase change material, *ENERG CONVERS MANAGE*, 77 (2014), 586-596.
- [6] L. Huang, Simultaneous determination of thermal conductivity and thermal diffusivity of food and agricultural materials using a transient plane-source method. *J FOOD ENG*, 95 (2009), 179-185.
- [7] M. Karkri, M. Lachheb, Z. Nogellov, B. Boh, B. Sumiga, M.A. AlMaadeed, A. Fethi, I.Krupa, Thermal properties of phase change materials based on high-density polyethylene filled with micro-encapsulated paraffin wax for thermal energy storage, *ENERG BUILDINGS*, 88 (2015), 144-152.
- [8] Z.G. Zhang, N. Zhang, J. Peng, X.M. Fang, X.N. Gao, Y.T. Fang, Preparation and thermal energy storage properties of paraffin/expanded graphite composite phase change material, *APPL ENERG*, 91 (2012), 426-431.
- [9] X.G. Zhang, Z.H. Huang, B. Ma, R.L. Wen, X. Min, Y.T. Huang, Z.Y. Yin, Y. Liu, M.H. Fang, X.W. Wu, Preparation and performance of novel form-stable composite phase change materials based on polyethylene glycol/White Carbon Black assisted by super-ultrasound-assisted, *THERMOCHIM ACTA*, 638 (2016), 35-43.

Quantification par thermographie infrarouge des déperditions énergétiques d'une paroi de bâtiment liées aux ponts thermiques intégrés : essais en régime permanent et évaluation des incertitudes de mesure

Adrien FRANCOIS^{1,2*}, Laurent IBOS¹, Vincent FEUILLET¹, Johann MEULEMANS²

¹Université Paris-Est, CERTES, OSU-Efluve. 61 avenue du Générale de Gaulle, 94010 Créteil Cedex

²Saint-Gobain Research Paris. 39 quai Lucien Lefranc, 93303 Aubervilliers Cedex

*(auteur correspondant : adrien.francois@u-pec.fr)

Résumé - Cette étude porte sur la mesure des propriétés thermiques des ponts thermiques dans les bâtiments. La méthodologie est testée sur une maquette de mur en laboratoire. Les coefficients de transmission ψ ou χ de chacun des 3 types de ponts thermiques présents dans la maquette sont mesurés par thermographie infrarouge en régime stationnaire. Pour cela, le facteur d'impact I_{tb} des ponts est calculé. Dans la démarche proposée, la connaissance de l'émissivité de la surface n'est pas nécessaire car seules les températures apparentes sont exploitées. Les expériences ont montré une bonne reproductibilité ainsi qu'un bon accord avec des simulations numériques. Le calcul des incertitudes a permis d'identifier les principales sources d'erreur.

Nomenclature

I_{tb}	facteur d'impact de pont thermique	χ	transmittance ponctuelle, $W.K^{-1}$
L_{tb}	largeur d'influence de pont thermique	<i>Indices et exposants</i>	
R	résistance thermique, $m^2.K.W^{-1}$	$1D$	zone saine, 1D
T	température, K	<i>app</i>	apparente
U	transmittance surfacique, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>e</i>	extérieur
u	incertitude	<i>env</i>	environnement
<i>Symboles grecs</i>		<i>i</i>	intérieur
σ_{sb}	constante de Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$	<i>ref</i>	référence
ϕ	flux thermique, W	<i>stat</i>	statique
φ	flux thermique surfacique, $W.m^{-2}$	<i>tb</i>	pont thermique (thermal bridge)
ψ	transmittance linéique, $W.m^{-1}.K^{-1}$		

1. Introduction

L'isolation thermique d'un bâtiment ne peut pas être homogène. La présence notamment d'ouvrants, de jonctions plancher/mur et de systèmes mécaniques de fixation d'isolants génèrent des pertes de chaleur supplémentaires. Ces éléments, appelés ponts thermiques, peuvent être à l'origine de 30% des besoins de chauffage d'un bâtiment [1]. On distingue les ponts thermiques de liaison (PTL, dus à la structure et à la géométrie du bâtiment) des ponts thermiques intégrés (PTI, dus à la fixation des matériaux isolants) [2]. C'est la seconde catégorie qui nous intéresse ici. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une thèse portant sur la mesure des déperditions dues aux ponts thermiques par thermographie infrarouge active, c'est-à-dire en sollicitant thermiquement la paroi. Les travaux présentés ici sont le fruit d'une étude préliminaire centrée sur la caractérisation en régime statique des ponts thermiques présents dans une maquette de laboratoire. Les valeurs mesurées seront utilisées comme références pour la validation de la méthode en régime transitoire en cours de développement dans le cadre de ces travaux. L'originalité de la

démarche repose principalement sur le calcul du facteur d'impact I_{tb} (rapport du flux thermique sur le pont thermique au flux sur une zone saine du mur) uniquement par thermographie sans connaissance de l'émissivité de la paroi, ce qui diminue les incertitudes de mesure.

2. Dispositif Expérimental

2.1. Présentation de la maquette

Afin de tester la méthodologie de caractérisation des ponts thermiques par thermographie, une maquette de mur à l'échelle 1/1 a été construite en laboratoire. Comme présenté sur la figure 1, elle est composée de trois couches. De l'intérieur vers l'extérieur, ces couches sont en plâtre, en laine de verre et en polystyrène extrudé. La résistance globale du mur est de $2.9 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$. A l'intérieur de la couche de laine de verre sont insérés des matériaux plus conducteurs afin de générer des ponts thermiques. On y trouve des éléments classiquement rencontrés dans les systèmes d'isolation par l'intérieur : un montant en bois, un rail métallique et deux chevilles métalliques. Un certain nombre de thermocouples (type-K) et de flux-mètres sont disposés à l'intérieur de la maquette et de la garde pour suivre l'évolution des températures et flux de chaleur.

De plus, une résistance chauffante plate est disposée à l'arrière de la maquette. Elle permet de créer un gradient thermique nécessaire à la visualisation des ponts thermiques. Enfin, l'ensemble est disposé dans une garde en polystyrène expansé : seule la face avant est apparente. La maquette est ensuite observée par une caméra thermique. La caméra utilisée est le modèle SC7000 du constructeur FLIR. Elle possède un capteur refroidi matriciel de 320×256 pixels sensible dans la bande $7.7\text{-}9.2 \mu\text{m}$ et de sensibilité 20 mK .

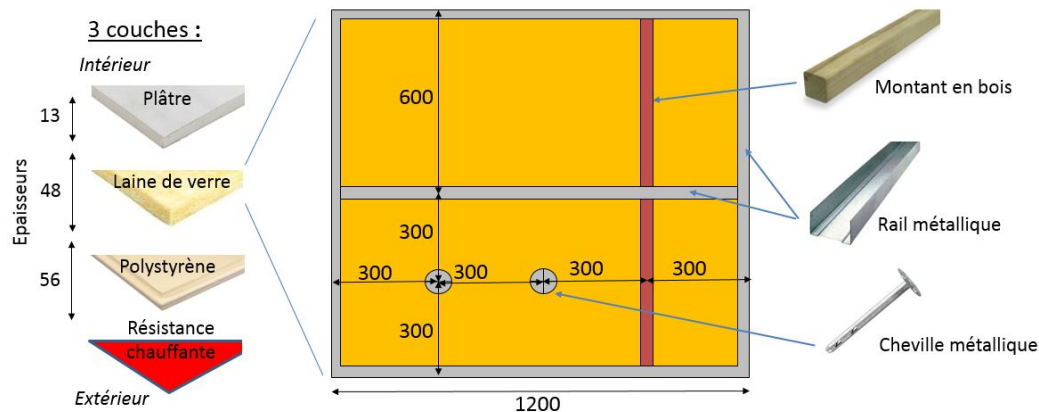


Figure 1: Présentation de la maquette utilisée (dimensions en mm)

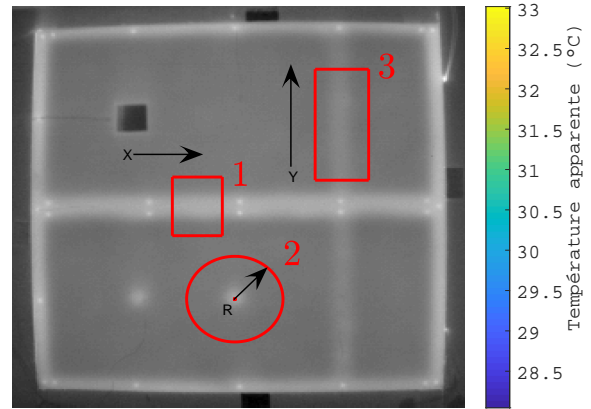
2.2. Images thermiques

Les figures 2a et 2b montrent la face avant de la maquette, respectivement dans le visible et dans l'infrarouge. L'image thermique présentée est une moyenne sur plusieurs heures de mesures en régime stationnaire (obtenue après avoir appliqué une puissance de 25 W sur le film chauffant pendant au moins 24h). Les ponts thermiques sont clairement visibles.

A partir du thermogramme enregistré par la caméra thermique, le profil de température apparente T^{app} au voisinage de chaque pont thermique peut être extrait, comme montré sur la figure 3.



(a) Photographie de la maquette dans sa garde



(b) Thermogramme de la maquette et zones d'intérêt desquelles sont extraits les profils de la Fig 3

Figure 2: Aperçu de la maquette dans le visible et dans l'infrarouge en régime stationnaire établi (puissance de chauffe de la résistance : 25W). Les ponts thermiques ainsi qu'un flux-mètre disposé en surface sont visibles.

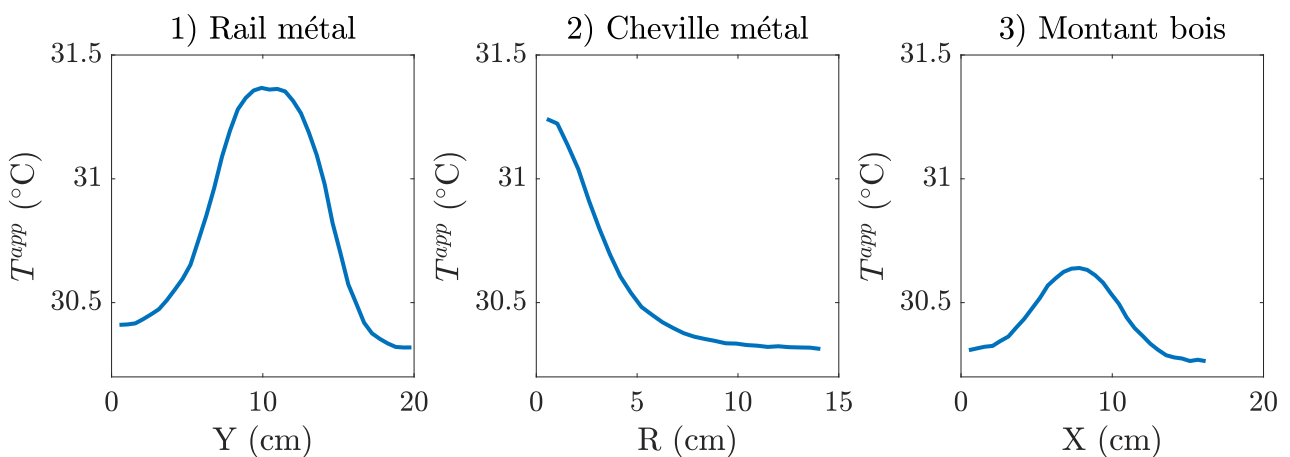


Figure 3: Profils de température apparente au voisinage de chaque pont (moyenne sur les zones d'intérêt de la Fig 2b). Le profil sur la cheville est un profil circulaire.

3. Méthodologie

Dans un premier temps, il est nécessaire de connaître le niveau d'isolation de la paroi sans pont thermique, caractérisé par le coefficient de transmission thermique U ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) (norme NF EN ISO 7345 :2018). Cela permet dans un second temps de calculer les coefficients de transmission lineique et ponctuel des ponts thermiques ψ et χ .

3.1. Calcul du coefficient de transmission thermique U

Le coefficient U d'une paroi est donnée par :

$$U = \frac{1}{R_{si} + R_{mur} + R_{se}} \quad (1)$$

avec $R_{si} = 0.13 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ et $R_{se} = 0.04 \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ les résistances superficielles intérieure et extérieure (valeurs extraites de la norme ISO 14683 :2007) et R_{mur} la résistance thermique de la paroi. En régime stationnaire, cette dernière est égale au rapport du flux φ_{stat} sur la différence de température entre les deux faces ΔT_{stat} . En pratique, le flux et la température en face avant ont été mesurés grâce à un flux-mètre disposé sous la couche de plâtre car les mesures de flux en surface étaient trop bruitées. La résistance thermique de la couche de plâtre R_{gypse} n'est ainsi pas calculée mais supposée connue (elle ne représente que 2% de la résistance du mur). Il vient :

$$R_{mur} = R_{gypse} + \frac{\Delta T_{stat}}{\varphi_{stat}} \quad (2)$$

3.2. Calcul des coefficients de transmission des ponts thermiques

Les coefficients ψ et χ désignent respectivement les coefficients de transmission linéiques et ponctuel des ponts thermiques [2]. En régime stationnaire, le coefficient ψ s'écrit :

$$\psi = \frac{\phi_{tb}}{L_z \times \Delta T_{ie}} \quad (3)$$

qui s'exprime également par :

$$\psi = L_{tb}(U_{tb} - U_{1D}) \quad (4)$$

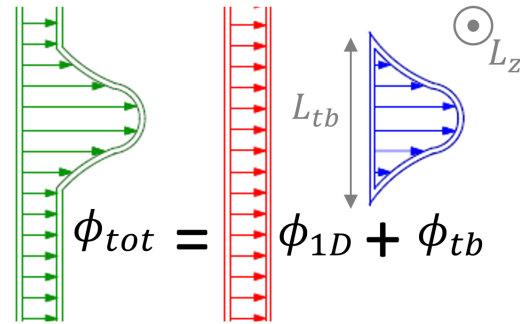


Figure 4: Illustration du flux supplémentaire ϕ_{tb} dû au pont thermique

Avec ϕ_{tb} le flux thermique additionnel uniquement dû au pont (comme illustré sur la figure 4), ΔT_{ie} la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur du bâtiment et L_z la dimension transversale. U_{tb} est le coefficient de transmission surfacique moyen intégrant le pont thermique et U_{1D} le coefficient au niveau d'une zone saine de la paroi, exempte de pont thermique. L_{tb} correspond à la largeur de la zone d'influence du pont thermique (les transferts sont supposés 1D en dehors de cette zone). Asdrubali *et al.* ont introduit le facteur d'impact [3] :

$$I_{tb} = \frac{U_{tb}}{U_{1D}} \stackrel{\text{statique}}{=} \frac{\varphi_{tb}}{\varphi_{1D}} \quad (5)$$

Ainsi, les coefficients de transmission linéaire et ponctuel de pont thermique peuvent s'écrire en fonction de trois paramètres :

$$\psi = L_{tb}U_{1D}(I_{tb} - 1) \quad (6)$$

$$\chi = S_{tb}U_{1D}(I_{tb} - 1) \quad (7)$$

Avec S_{tb} la surface d'influence du pont thermique ponctuel. On considère ensuite l'hypothèse suivante :

$$I_{tb} = \frac{\varphi_{tb}^{rad}}{\varphi_{1D}^{rad}} \quad (8)$$

Cette équation est vraie si la température de l'air est égale à la température moyenne de l'environnement radiatif (hypothèse réaliste en intérieur) et si les coefficients d'échanges convectif

et radiatif sont supposés uniforme sur la paroi (hypothèse réaliste également grâce aux faibles différences de température entre le pont thermique et la zone saine). L'émissivité de la paroi doit également être uniforme. L'intérêt de faire cette hypothèse réside dans le fait que la mesure d'un flux radiatif avec une caméra thermique est directe et plus précise que celle d'un flux total. En effet, le flux radiatif s'expriment facilement en fonction des températures apparentes et ne dépend pas de l'émissivité de la paroi considérée :

$$\varphi^{rad} = \sigma_{sb} [(T^{app})^4 - (T_{env}^{app})^4] \quad (9)$$

avec σ_{sb} la constante de Stefan-Boltzmann. Les températures apparentes sont celles directement mesurées par la caméra thermique sans introduction d'émissivité. Il s'agit de la température qu'aurait un corps noir émettant le même flux radiatif que l'objet considéré. T_{env}^{app} est aussi appelé Température d'Environnement Radiatif (environnement considéré noir avec un facteur de forme égal à 1). Ainsi, le facteur d'impact du pont thermique est donné par l'équation 10 :

$$I_{tb} = \sum_{i=1}^P \frac{T_{tb,i}^{app} - T_{env}^{app}}{T_{1D,i}^{app} - T_{env}^{app}} \quad (10)$$

Avec P le nombre de pixels considérés. Comme illustré sur la figure 5, le rapport des flux est calculé sur chaque pixel d'un profil de température apparente issu d'une image thermique.

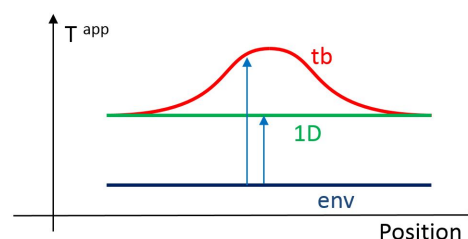


Figure 5: Exemple de profils de température apparente au voisinage d'un pont thermique

3.3. Simulations numériques

Les transferts thermiques dans la maquette ont été simulés par éléments finis grâce au logiciel COMSOL Multiphysics [4]. Les matériaux utilisés ont été caractérisés en laboratoire, exceptés les matériaux isolants pour lesquels les données constructeur ont été utilisées. Chaque pont thermique a été modélisé en 2D avec un modèle spécifique. Grâce aux symétries, seule la moitié des ponts thermiques est modélisée. Sur les faces avant et arrière, un coefficient d'échange et une température d'environnement uniforme sont définis. Le domaine est considéré suffisamment grand (50 cm de large) pour que les transferts soient bien unidirectionnels dans la paroi loin du pont. Un modèle 3D de la maquette complète a également été réalisé. Ces simulations ont été comparées avec les résultats expérimentaux.

4. Résultats

4.1. Résultats détaillés

Plusieurs expériences ont été réalisées sur la maquette afin de tester la méthodologie présentée précédemment. Les mesures ont eu lieu dans deux salles différentes, pour deux orientations de la maquette différentes et avec des puissances de chauffe différentes dans le but d'évaluer la reproductibilité de la méthode. Les résultats des estimations sont regroupés sur la figure 6 et synthétisés dans le tableau 1.

On observe d'abord que la reproductibilité est plutôt satisfaisante : la dispersion des résultats est de 4% pour le rail en métal et entre 10 et 15 % pour les autres ponts. Les meilleurs résultats obtenus sur le rail s'explique par un plus important contraste en température de surface que

pour les autres ponts : la mesure par thermographie est alors plus précise. Par ailleurs, il y a un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions des simulations numériques. Cet écart, qui est inférieur à 2%, montre que la méthode n'induit pas de biais significatif dans l'estimation des coefficients ψ et χ .

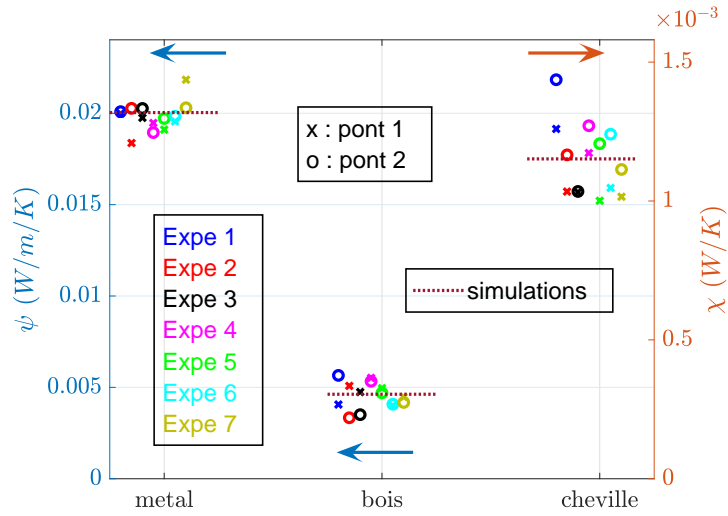


Figure 6: Résultats d'estimation des coefficients de transmission des ponts. Le coefficient est calculé à deux endroits différents pour chaque pont et pour chacune des 7 expériences (la salle, l'orientation de la maquette et la puissance de chauffe sont variées). Comparaison avec les simulations numériques

	Unité	Mesure	Dispersion (%)	Simulation	Ecart relatif (%)
ψ_{rail}	$W.m^{-1}.K^{-1}$	0.0198	4.1	0.0200	-0.9
ψ_{bois}	$W.m^{-1}.K^{-1}$	0.0045	15.8	0.0046	-1.2
$\chi_{cheville}$	$W.K^{-1}$	0.0011	11.2	0.0012	-0.4

Tableau 1: Résultats détaillés d'estimation de coefficients des ponts thermiques (valeurs moyennes sur plusieurs mesures). Comparaison avec les simulations numériques

4.2. Incertitudes de mesure

Les incertitudes de mesure sur le coefficient ψ (et similairement sur χ) ont été calculées par l'équation de propagation où le coefficient ψ est fonction de n paramètres β_1 à β_n :

$$u(\psi) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \psi}{\partial \beta_i} \cdot u(\beta_i) \right)^2} \quad (11)$$

La contribution de chaque paramètre sur l'incertitude est détaillée afin d'identifier les plus grandes sources d'erreur. Le facteur de transmission ψ est calculé à partir de trois grandeurs : L_{tb} , U_{1D} , et I_{tb} (voir équation 6). Chacune de ces grandeurs dépend elle-même de plusieurs paramètres. Le tableau 2 présente l'ensemble des quantités utilisées dans le calcul de ψ . Un facteur d'élargissement de 1 a été considéré. Les valeurs nominales et les incertitudes sur chacun

des paramètres sont indiquées. On considère ici l'exemple du rail métallique. La largeur L_{tb} du pont thermique considéré est définie par :

$$L_{tb} = N_p \times \frac{L_{ref}}{N_{ref}} \quad (12)$$

où N_p est le nombre de pixels sur l'image thermique. Un élément de longueur L_{ref} connue est disposé dans le champ de vision de la caméra. Le nombre de pixels N_{ref} correspondant permet de définir la résolution spatiale de l'image. Enfin, la répartition des incertitudes, détaillée sur la figure 7, permet d'identifier les plus grandes sources d'incertitudes.

$\psi = L_{tb}U_{1D}(I_{tb} - 1)$		
L_{tb} : Eq 12	U_{1D} : Eq 1 et 2	I_{tb} : Eq 10
$L_{ref} = 1200 \pm 1\text{mm}$	$\psi_{stat} = 11.7\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1} \pm 3\%$	$\Delta T_{tb}^{app} = 0.91 \pm 0.02^\circ\text{C}$
$N_{ref} = 230 \pm 3$	$\Delta T_{stat} = 31.4 \pm 0.5^\circ\text{C}$	$\Delta T_{1D}^{app} = 0.52 \pm 0.02^\circ\text{C}$
$N_p = 40 \pm 1$	$R_{gypse} = 0.056\text{ SI} \pm 10\%$	

Tableau 2: Données d'entrée du calcul d'incertitudes sur ψ : rappel des équations, ainsi que les valeurs nominales (sur l'exemple du rail métallique) et incertitudes de chaque paramètre

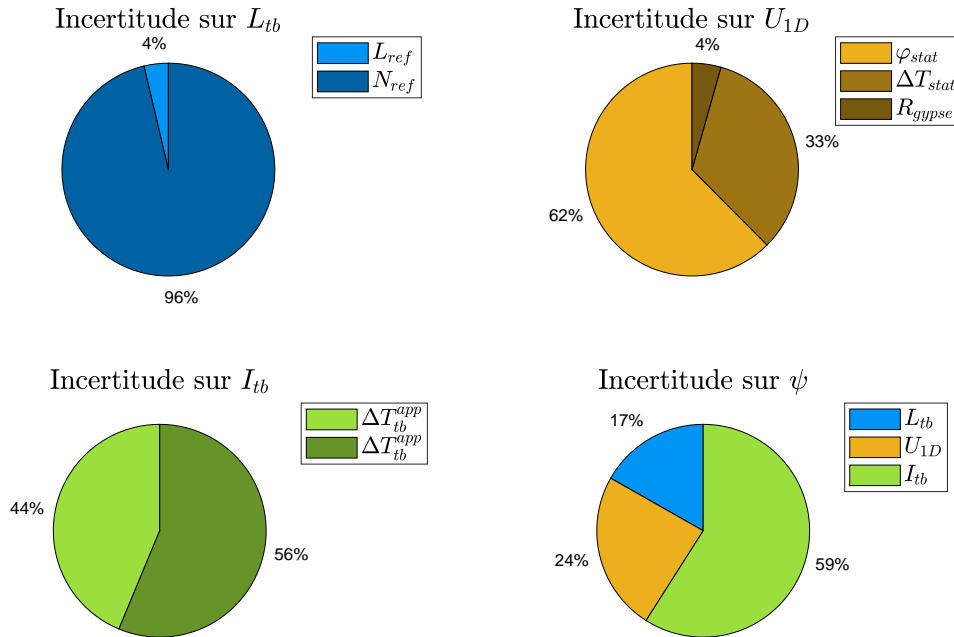


Figure 7: Contribution relative de chaque grandeur dans le calcul d'incertitude sur ψ . Pour une grandeur Y fonction de paramètres β_i , la contribution de chaque paramètre à l'incertitude sur Y est donnée par : $\left| \frac{\partial \psi}{\partial \beta_i} \cdot u(\beta_i) \right|$

On observe que la majeure partie de l'incertitude sur la mesure de ψ provient du calcul du facteur d'impact I_{tb} et donc des images thermiques. Une erreur sur L_{tb} ou U_{1D} est moins impactante sur la mesure de ψ . Il est important de noter que ces résultats ont été obtenus grâce à l'emploi d'une caméra thermique refroidie. L'utilisation d'une caméra à micro-bolomètres diminuerait le rapport signal sur bruit des images thermiques et augmenterait les incertitudes de mesure.

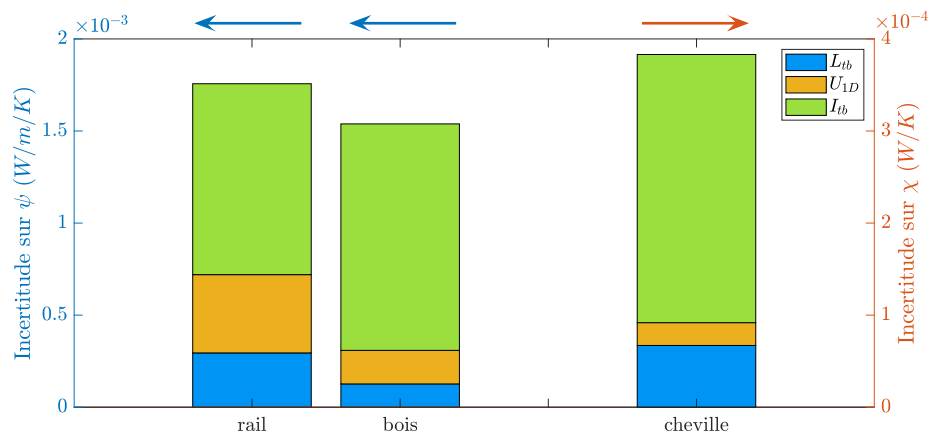


Figure 8: Incertitudes de mesure sur les coefficients de transmission des ponts thermiques. La contribution des paramètres L_{tb} , U_{1D} et I_{tb} est détaillée

5. Conclusion

Dans le cas des ponts thermiques intégrés, la thermographie infrarouge peut être utilisée comme outil de quantification. En régime stationnaire, les images thermiques permettent de calculer un facteur d'impact des ponts I_{tb} qui est un rapport de flux thermiques. L'approche proposée ici s'affranchit de la connaissance de l'émissivité de la paroi en calculant le facteur I_{tb} uniquement à partir des températures apparentes mesurées par thermographie. Les coefficients de transmission linéique et ponctuel ψ et χ sont ensuite calculés. Les mesures réalisées sur une maquette de laboratoire montrent que la méthode est répétable et précise : un écart de seulement 2% a été observé par rapport aux résultats de simulations numériques. L'incertitude de mesure relative est au maximum de 30%. Cette valeur peut paraître importante mais est expliquée par les très faibles valeurs des coefficients ψ et χ sur les ponts étudiés ($0.0045 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et 0.0011 W.K^{-1} pour les valeurs les plus faibles). Enfin, les données extraites des images thermiques ont été identifiées comme les plus grandes sources d'incertitude. L'étude présentée ici n'a pas vocation à être appliquée in-situ. Les valeurs déterminées ici serviront de références pour le calcul des déperditions dans les ponts thermiques des méthodes en régime transitoire actuellement en cours de développement.

Références

- [1] T. Theodosiou and A. Papadopoulos, "The impact of thermal bridges on the energy demand of buildings with double brick wall constructions," *Energy and Buildings*, vol. 40, no. 0, pp. 2083–2089, 2008.
- [2] S. Farkh, "Les ponts thermiques dans le bâtiment – Mieux les connaître pour mieux les traiter," tech. rep., Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), 2014.
- [3] F. Asdrubali, G. Baldinelli, and F. Bianchi, "A quantitative methodology to evaluate thermal bridges in buildings," *Applied Energy*, vol. 97, no. 0, pp. 365–73, 2012.
- [4] C. Multiphysics, "Comsol multiphysics user guide (version 4.3 a)," *COMSOL, AB*, pp. 39–40, 2012.

Sous-structuration modale d'un ensemble électronique complexe

Sébastien GROSJEAN^{1,2*}, Frédéric JOLY¹, Karine VERA², Alain NEVEU¹

¹ LMEE, Univ. Evry, Université Paris-Saclay, 91020, Evry cedex, France

² 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). L'approche proposée s'inspire de la méthode des joints écrite initialement pour les éléments finis, et adaptée ici au formalisme modal. Pour cela, des nouvelles fonctions de couplage aux interfaces sont introduites. Cette communication fait suite aux travaux présentés l'an dernier au congrès de la SFT, en l'étendant au cas tridimensionnel. Un exemple réaliste illustre la méthode.

1. Introduction

Lors de la conception de cartes électroniques, les industriels utilisent d'un circuit à l'autre des composants standardisés, certains pouvant être assez complexes. La création de modèles réduits caractérisant le comportement thermique de ces entités, et leur archivage dans des bibliothèques, présente alors un grand intérêt. Leur utilisation des centaines, voire des milliers de fois permet de vite rentabiliser le temps nécessaire à leur création, et d'obtenir des modèles de cartes très sobres en temps de calcul. Parmi les méthodes utilisées pour créer de tels modèles réduits, les méthodes modales consistent à rechercher la solution sous la forme d'une somme pondérée de champs élémentaires, appelés modes. Ces modes sont calculés en résolvant numériquement un problème aux valeurs propres. La méthode de sous-structuration modale, développée au sein de l'équipe Thermique et Énergétique du LMEE [1], est une extension des méthodes modales classiques permettant de décomposer le système en entités élémentaires (les sous-structures), de calculer les modes de chacune de ces entités à partir d'un maillage, puis de les rassembler pour résoudre le problème d'origine. Cette méthode offre d'intéressantes potentialités puisque les systèmes électroniques peuvent être vus comme un empilement hiérarchisé de sous-structures, et permet en théorie le couplage de modèles modaux créés indépendamment. Cependant, l'utilisation d'une bibliothèque de composants réduits par cette méthode impose de pouvoir traiter des systèmes où les interfaces entre les différentes sous-structures présentent des maillages non-conformes, puisqu'elles ont été maillées indépendamment. Pour cela, nous avons associé à la méthode de sous-structuration modale la méthode des joints [2] qui a pour particularité de ne pas imposer 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. Nous avons présenté une preuve de concept à travers un exemple rudimentaire en deux dimensions [3]. Nous présentons dans cette communication un exemple plus réaliste en trois dimensions.

2. Modèle mathématique

2.1. La méthode des joints

La méthode des joints, ou mortier, a été développée pour résoudre le problème de deux domaines en contact et dont les maillages ne se raccordent pas [2]. Soit un domaine $\Omega =$

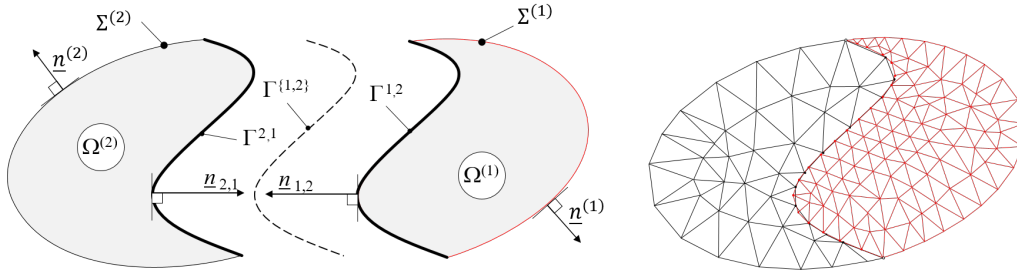


Figure 1 - Décomposition d'un domaine, définition des frontières, maillage non-conforme

$\Omega^{(1)} \cup \Omega^{(2)}$, divisé par une interface Γ . On note $\partial\Omega = \cup_k \Sigma^{(k)}$ la frontière séparant Ω du milieu extérieur (voir figure 1). Sur ce domaine, l'évolution temporelle de la température est modélisée par l'équation de la chaleur, où T_f représente la température du fluide environnant, $\underline{\kappa}$ le tenseur des conductivités et c la capacité volumique, h étant le coefficient d'échange global :

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot \underline{\kappa} \cdot \nabla T + \varpi \quad \text{sur } \Omega \quad (1)$$

$$\underline{\kappa} \cdot \nabla T \cdot \underline{n} = h(T_f - T) \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (2)$$

À ces équations, il faut rajouter les deux conditions de raccord de part et d'autre de l'interface Γ , la continuité du flux de chaleur et des températures. Ici, on suppose un contact parfait. La conformité géométrique impose $\underline{n}_{1,2} = -\underline{n}_{2,1}$, et nous posons arbitrairement $\underline{n} = \underline{n}_{2,1}$.

$$\underline{\kappa}^{(1)} \cdot \nabla T^{(1)} \cdot \underline{n} = \underline{\kappa}^{(2)} \cdot \nabla T^{(2)} \cdot \underline{n} = \varphi \quad (3)$$

$$T^{(2)}|_{\Gamma} - T^{(1)}|_{\Gamma} = 0 \quad (4)$$

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.

$$\begin{aligned} \sum_{k=1,2} \int_{\Omega^{(k)}} c^{(k)} \frac{\partial T^{(k)}}{\partial t} g^{(k)} &= - \sum_{k=1,2} \int_{\Omega^{(k)}} \nabla T^{(k)} \cdot \underline{\kappa}^{(k)} \cdot \nabla g^{(k)} + \sum_{k=1,2} \int_{\Omega} \varpi^{(k)} g^{(k)} \\ &+ \sum_{k=1,2} \int_{\Sigma^{(k)}} \underline{\kappa}^{(k)} \cdot \nabla T^{(k)} \cdot \underline{n}^{(k)} g^{(k)} d\sigma + \sum_{k=1,2} \int_{\Gamma} \underline{\kappa}^{(k)} \cdot \nabla T^{(k)} \cdot \underline{n}_{k,l} g^{(k)} d\sigma \end{aligned} \quad (5)$$

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 devient une nouvelle variable. En utilisant la continuité du flux de chaleur à l'interface de raccordement (Eq. (3)), l'Eq. (5) se réécrit :

$$\int_{\Omega} c \frac{\partial T}{\partial t} g = - \int_{\Omega} \nabla T \cdot \underline{\kappa} \cdot \nabla g + \int_{\Omega} \varpi g + \int_{\partial\Omega} h(T_f - T) g d\sigma + \int_{\Gamma} \varphi \llbracket g \rrbracket d\sigma \quad (6)$$

où l'on a défini le saut de fonction test $\llbracket g \rrbracket = g^{(2)}|_{\Gamma} - g^{(1)}|_{\Gamma}$. 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 :

$$\int_{\Gamma} \llbracket T \rrbracket_{\Gamma} \phi_i(\underline{x}) = 0 \quad (8)$$

Le nom de la méthode des joints vient du choix de l’une des deux frontières situées de part et d’autre de chaque interface en tant que frontière mortier, l’autre frontière étant alors appelée frontière non-mortier. Les fonctions ϕ sont ensuite définies sur la frontière non-mortier. 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.

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 [4] (température imposée nulle aux frontières). La seconde est issue du problème aux valeurs propres de Steklov [5]. On désigne respectivement par (V^D, λ^D) et (V^S, λ^S) les couples formés par le mode propre et sa valeur propre associée pour les problèmes de Dirichlet et de Steklov :

$$\begin{array}{l} \Omega \quad -\underline{\nabla} \cdot \underline{\kappa} \cdot \underline{\nabla} V^D = \lambda^D c V^D \\ \partial\Omega \quad V^D = 0 \end{array} \quad \left| \quad \begin{array}{l} \underline{\nabla} \cdot \underline{\kappa} \cdot \underline{\nabla} V^S = 0 \\ \underline{\kappa} \cdot \underline{\nabla} V^S \cdot \underline{n} = \lambda^S \zeta(\underline{x}) S, \quad S = V^S|_{\partial\Omega} \end{array} \right. \quad (9)$$

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 $\zeta(\underline{x})$ est une fonction spatiale, dont la valeur est choisie 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 mortier présentées dans de nombreuses publications ([6] par exemple), nous avons choisi d’exprimer les flux sur une base de Neumann :

$$-\nabla^2 \phi = \lambda \phi \quad \text{sur } \Gamma \quad \left| \quad \underline{\nabla} \phi \cdot \underline{n} = 0 \quad \text{sur } \partial\Gamma \quad (11)$$

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 ϕ (voir [3] pour plus de détail sur la mise en œuvre mathématique). La structure du système matriciel ainsi obtenu 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

3.1. Création de la bibliothèque de composants

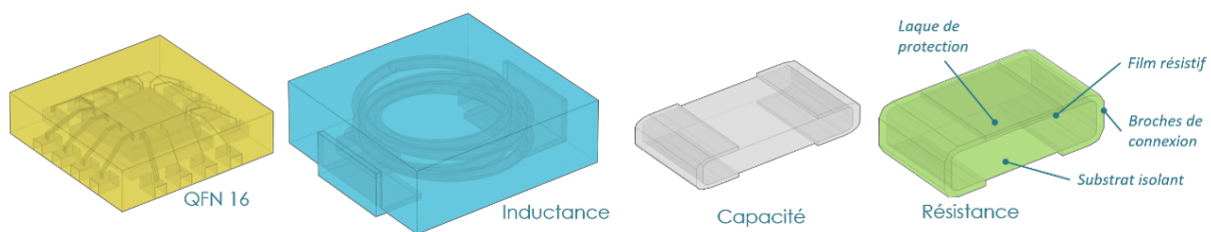


Figure 2 - Schéma des composants électroniques utilisés dans cette étude

Nous commençons par créer une bibliothèque de 4 composants : une puce encapsulée dans un boîtier QFN16 (composant que nous appellerons par abus de langage QFN16), une inductance, une résistance et une capacité (voir figure 2). Le QFN16 a fait l'objet de nombreuses études, et une description détaillée est donnée dans [7] par exemple. L'inductance est constituée de deux broches en cuivre reliées par un solénoïde, en cuivre aussi. La bobine de l'inductance est enrobée dans un matériau magnétique métallique. Le fil de la bobine dissipe de l'énergie par effet Joule. Il y a aussi des pertes par hystérésis (le champ magnétique s'inverse périodiquement) et par courants de Foucault, et cette puissance sera dissipée dans la totalité du volume. Les résistances CMS sont constituées d'un substrat isolant, généralement une alumine, et de broches de connexion en nickel reliées sur le dessus du composant par un fil résistif métallique (ici du ruthenium), protégé par une laque de protection isolante en époxy. La longueur et l'épaisseur de ce film résistif déterminent la résistance ohmique. La capacité n'est quant à elle constituée que d'un substrat en alumine relié par des broches en nickel. La dissipation par effet Joule dans ces composants est extrêmement faible dans le cas considéré ici, et est négligée.

Les modes de Dirichlet-Steklov de chaque sous-structure sont alors calculés indépendamment. La réduction par amalgame nécessite des états de référence [8]. Pour obtenir ceux-ci, chaque composant est alors posé sur un circuit imprimé élémentaire reprenant le masque d'implantation du composant (la figure 3 montre un QFN16 sur son support élémentaire). Ainsi, il n'est pas nécessaire de connaître la structure complète de la carte pour créer la bibliothèque de composants. Une simulation de référence est alors effectuée sur cet assemblage. A titre d'exemple, la simulation de référence pour le QFN16 est une réponse à un échelon de puissance avec les paramètres suivants $\varpi = 0.18 W$, $h = 10 W.m^{-2}.K^{-1}$ et $T_{ext} = 0^{\circ}C$. Le champ obtenu en régime permanent est présenté à gauche de la figure 3. Dans cette phase de réduction, on sollicite le système sans se soucier du réalisme du niveau de température, ce qui ne sera pas le cas lors de la phase de simulation. Ici, la valeur importante de la température maximale est ainsi due au support élémentaire dont les dimensions ne permettent pas d'évacuer efficacement la chaleur. Le calcul du modèle réduit du QFN16 a pris en tout 470 s, 340 s pour le calcul de la

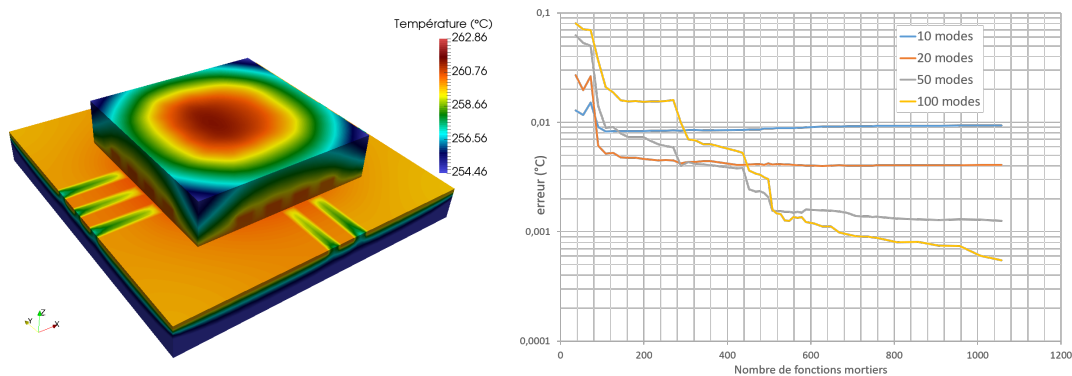


Figure 3 - Boîtier QFN16 posé sur un support élémentaire - Écart entre différents modèles réduits et la solution éléments finis en fonction de la réduction du flux

base, 100 s pour le calcul de la simulation de référence et 30 s pour la procédure d'amalgame.

Deux choix s'offrent alors à nous pour l'affectation des côtés mortiers : côté circuit imprimé (on utilisera l'acronyme anglais PCB) ou côté composant. Dans l'objectif de créer une bibliothèque de composants réduits, le choix logique semble être d'affecter le côté mortier du côté PCB : on choisit ainsi un découpage conforme, ce qui simplifie la méthodologie¹. De plus, les fonctions mortiers sont ainsi calculées du côté du composant, et pourront être réutilisées pour modéliser l'implantation du composant sur un autre endroit de la carte, ou sur une autre carte. Le choix inverse pousserait à calculer ces fonctions à chaque fois qu'on voudrait utiliser le modèle du composant².

Il y a à présent 2 réductions : la réduction en température sur des modes de Dirichlet-Steklov, et la réduction du flux à l'interface sur une base de Neumann. Il convient donc d'étudier l'interaction de ces deux réductions. Nous présentons à droite de la figure 3 une étude de sensibilité sur l'écart entre différents modèles réduits du QFN16 et le modèle éléments finis sur la solution de référence. Nous remarquons qu'avec uniquement 2 fonctions mortiers par interface (soit 36 fonctions mortiers en tout, le masque d'implantation du QFN16 étant constitué de dix-huit surfaces), l'écart moyen est déjà très faible, puisqu'il est inférieur à $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ sur une plage temporelle de température allant de 0 à $260\text{ }^{\circ}\text{C}$. L'erreur maximale est trouvée pour un grand nombre de modes de température et un faible nombre de fonction de flux. Nous remarquons aussi qu'en fonction du nombre de modes, le comportement n'est pas le même. Pour de petits nombres de modes (ici 10 et 20), l'erreur est très basse dès le début, décroît rapidement, puis stagne. Pour 10 modes, l'erreur remonte même très légèrement avec le nombre de fonctions mortier. Clairement, ce qui limite ici la convergence n'est pas la réduction du flux, mais la réduction de la température. Il est donc inutile, voire contre productif, de prendre trop de fonctions mortier. Inversement, lorsque le nombre de modes gardés est plus important (50 et 100 modes), l'écart entre les deux modèles décroît monotonement avec le nombre de fonctions mortiers. Ainsi, il y a bien une corrélation entre la réduction des températures et la réduction des flux.

3.2. Utilisation de la bibliothèque de composants

Pour illustrer les potentialités qu'offre cette méthode, nous créons une carte utilisant plusieurs fois les composants, comme illustré par la figure 4. Les treize composants sont connectés

1. La conformité du découpage ne doit pas être confondue avec la conformité des maillages [2].
 2. De manière contre intuitive, les fonctions mortiers sont définies sur le maillage du coté non-mortier.

par un PCB. Celui-ci est constitué de deux couches en cuivre séparées par une couche de matériau diélectrique. Cinq “vias” (des trous de petite dimension, schématisés en noir sur la figure 5) traversent le PCB sous chaque QFN16. Ces vias permettent de drainer la chaleur dégagée par le composant vers la couche en cuivre inférieure qui sert de dissipateur. Les modes de Dirichlet-Steklov du PCB sont alors calculés. L’obtention des états de référence est réalisée en appliquant une condition aux limites de flux aux emplacements en contact avec une future dissipation de chaleur (les zones repérées en rouge sur la figure 5).

Nous conservons 50 modes par sous-structure (PCB compris), et uniquement 2 modes de Neumann par interface. La carte est représentée par un modèle comportant 828 degrés de liberté, valeur à comparer aux 260 000 nœuds nécessaire pour la mailler.

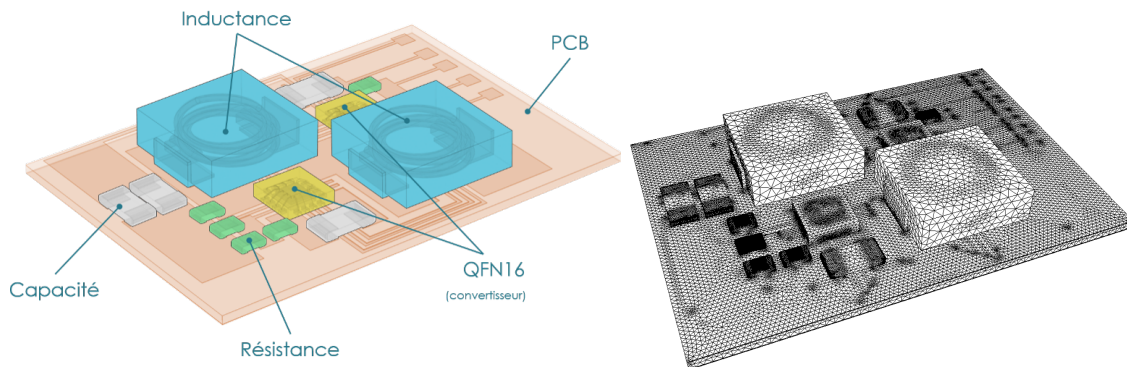


Figure 4 - Géométrie du cas traité

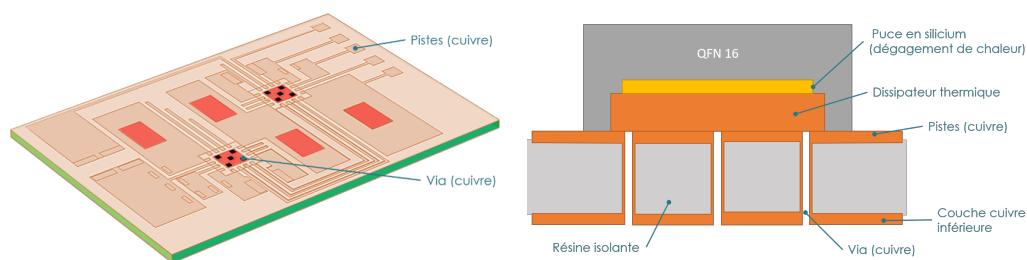


Figure 5 - Géométrie du PCB. À gauche, plan des pistes et à droite, coupe de principe du PCB

Cette carte est alors soumise au scénario représenté en figure 6 : les deux puces dissipent initialement une puissance de 0.18 W , et chaque inductance une puissance de 0.1 W . Ces puissances sont ensuite multipliées par deux et demi à $t = 200\text{ s}$, reviennent à leur valeur initiale à $t = 300\text{ s}$, avant d’être finalement multipliées par cinq à $t = 500\text{ s}$. Afin de limiter l’augmentation de température, un ventilateur s’enclenche cinq secondes après chaque augmentation de la puissance. Ainsi, le coefficient global d’échange passe de 10 à 50 puis finalement $100\text{ W.m}^{-2}.K^{-1}$. La partie droite de la figure 6 représente l’évolution temporelle de la température maximale dans le QFN16. Les élévations brutales de températures correspondent donc à l’activation des composants, ensuite limitées par l’activation du “ventilateur” (on le voit très bien entre 205 s et 300 s). Une simulation éléments finis a aussi été effectuée à des fins de comparaison. L’écart entre les deux modèles (réduits et éléments finis) est représenté sur cette même figure. On remarque que sur cette température sensible, l’écart ne dépasse jamais les 0.5% . Le pic d’écart juste après les changements brutaux de conditions aux limites ou de puissance sont caractéristiques de la réduction modale : en réduisant, on a enlevé les modes associés aux petites constantes de temps. Dès lors, il n’est pas étonnant d’avoir un biais sur les dynamiques rapides.

Par ailleurs, nous ne faisons pas de correction de régime permanent, ce qui explique pourquoi l'écart entre les deux modèles ne retombe pas à zéro en fin de simulation. Toutefois, l'intérêt

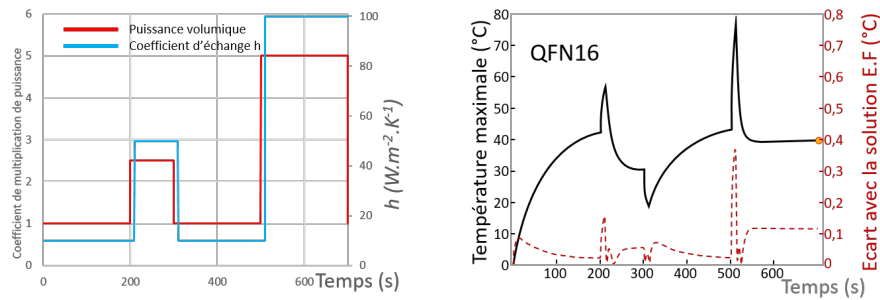


Figure 6 - À gauche, scénario thermique appliqué à la carte ; à droite, évolution de la température maximale dans le QFN16, et écart sur cette variable avec le modèle éléments finis

des méthodes modales ne se limite pas à la détermination de la température en quelques points, mais réside dans sa capacité à pouvoir déterminer le champ complet tridimensionnel de température. À titre d'exemple, nous représentons en fausse couleur le champ de température obtenu par le modèle réduit au bout de 700 secondes de simulation (figure 7). Le régime permanent montre que les composants passifs (résistances et capacités) sont chauffés via la conduction dans les pistes. Un gradient de température de l'ordre de 300 K/m est visible sur les quatre résistances situées à gauche de la carte. La prédiction de ce gradient intéresse particulièrement les industriels, puisqu'elle va permettre de détecter les contraintes thermo-mécaniques qui réduisent la durée de vie de la carte. La vue de la face inférieure montre aussi que la chaleur se diffuse dans l'épaisseur de la carte à travers les vias, et donc que la physique est bien respectée par le modèle réduit jusqu'à ce niveau de détail. De manière plus quantitative, l'écart moyen sur

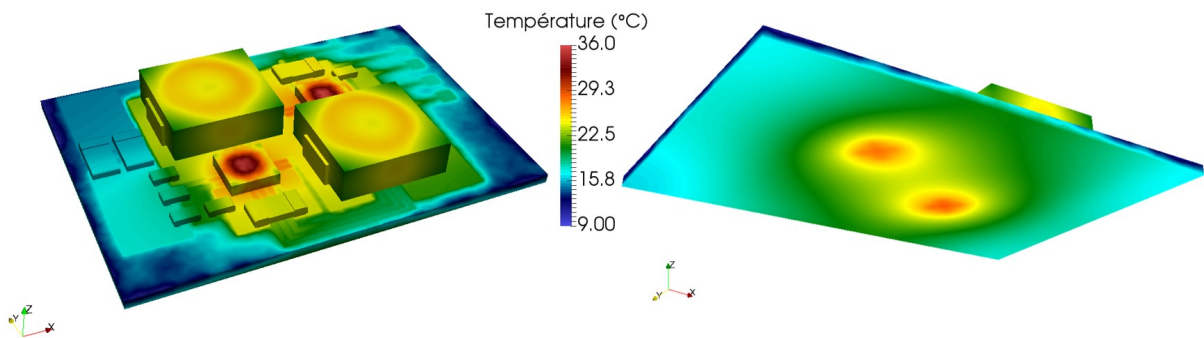


Figure 7 - Champ de température à $t = 700\text{ s}$ obtenu par le modèle réduit

l'ensemble de la carte est de 0.1% pour un temps de simulation de 0.31 s soit 2700 fois moins que la simulation éléments finis. Nous présentons aussi le champ de température à la surface du PCB et plus particulièrement à l'interface entre les deux QFN16 et le PCB (figure 8). L'échelle des températures a été resserrée pour faire ressortir les détails. En comparant les figures de droite et de gauche, on constate que le champ de température est reconstruit avec une grande finesse, puisque l'on distingue la légère chute de température due aux vias. En comparant à l'intérieur d'une même figure les champs de température des deux QFN16, on remarque aussi une légère différence bien que les sollicitations et le milieu extérieur proche (le masque d'implantation) soient identiques. Cela est dû à l'environnement plus lointain qui joue donc un rôle. Ces légères variations (de l'ordre de 0.5°C , à comparer à l'écart moyen sur la carte entre le modèle réduit et le modèle éléments finis qui est de 0.1°C) sont là aussi prédites par le modèle réduit, ce qui montre sa polyvalence.

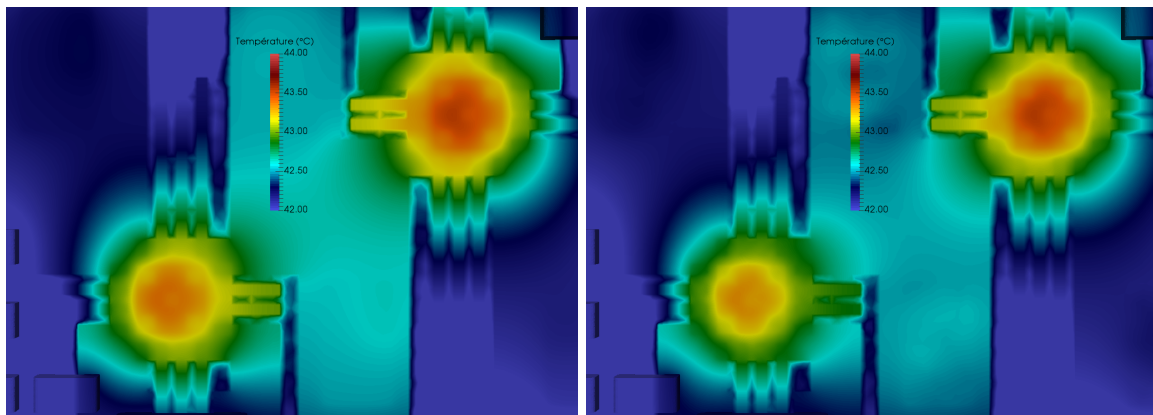


Figure 8 - Champ de température à $t = 700$ s obtenu par le modèle éléments finis (à gauche) et le modèle détaillé (à droite). Zoom sur l'interface entre le PCB et les deux QFN16

4. Conclusion et perspectives

Nous avons décrit dans cette communication comment 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. Nous avons aussi effectué une réduction au niveau des fonctions mortiers permettant de coupler les sous-structures entre-elles. Des questions sont encore ouvertes, comme le découpage des frontières ou le choix des fonctions mortiers : l'utilisation des modes de branche comme base mortier demanderait à être explorée. Nous avons donné un aperçu concret de la méthode en créant une bibliothèque de composant réduits sans a priori sur le circuit imprimé. Cette bibliothèque a été utilisée pour simuler le comportement thermique d'une carte utilisant à plusieurs endroits les composants de la bibliothèque. Les résultats sont excellents avec une erreur moyenne de l'ordre de 0.1% pour un calcul presque 3000 fois plus rapide. La réutilisation des composants rend marginal le coût de la création du modèle réduit.

Références

- [1] P. O. Laffay, O. Quemener, A. Neveu, Developing a method for coupling branch modal models, *IJTS*, 48, (2009), 1060–1067
- [2] 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.
- [3] S. Grosjean, F. Joly, K. Vera et A. Neveu, Réduction d'un problème thermique par sous-structuration modale sur des maillages non-conformes, 26ème Congrès Français de Thermique, (Pau, 2018)
- [4] G. Allaire, *Analyse numérique et optimisation*, Edition de l'École Polytechnique-Ellipse (2006)
- [5] F. Bourquin, F. d'Hennezel, Numerical study of an intrinsic component mode synthesis method, *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 97 (1992), 49–76
- [6] 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.
- [7] B. Rogié, L. Codecasa, E. Monier-Vinard, V. Bissuel, N. Laraqi, O. Daniel, D. D'Amore, A. Magnani, V. d'Alessandro, N. Rinaldi, Delphi-like Dynamical Compact Thermal Models using Model Order Reduction, *23rd International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)* (Amsterdam, 2017)
- [8] O. Quémener, F. Joly et A. Neveu, The Generalized Amalgam Method for Modal Reduction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55-4 (2012), 1197–1207

1. Introduction

Le développement des énergies renouvelables requiert l'intégration de stockage d'énergie afin de pallier les intermittences et les fluctuations de la ressource. Dans le cas du stockage thermique par chaleur sensible, la caractérisation en dynamique des matériaux constituant le système est nécessaire pour le dimensionnement et l'évaluation des performances, ces matériaux étant souvent constitués de plusieurs couches (enveloppe, matériau de stockage. . .). L'énergie réellement stockée et déstockée durant les phases de charge et de décharge dépend non seulement de la capacité thermique des matériaux et des propriétés de transfert 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 [1, 2]. La méthode précédemment développée [3, 4] 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 [4] ou encore des matériaux à changement de phase contenus dans des matrices de graphite, cette méthode est étendue aux matériaux multicouches. Les mesures sont effectuées au cours de différents types de cyclage 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 et alimentées chacune par un bain thermostaté, de deux résistances chauffantes, de deux fluxmètres de type tangentiel intégrant chacun un thermocouple et d'un échantillon d'épaisseur variable comprise entre 10 et 20 mm selon les matériaux testés (figure 1). Les résistances chauffantes, les fluxmètres et les échantillons sont de section carrée et de mêmes dimensions (40 mm × 40 mm). Des variations de températures et/ou de flux sont imposées à l'échantillon par les résistances chauffantes. Ces variations sont appliquées à l'aide d'une alimentation électrique stabilisée. Un



Figure 1 : Schéma du montage expérimental.

cycle thermique consiste à placer initialement l'échantillon à une température fixée par les bains thermostatés via les plaques échangeuses. Tout en maintenant la circulation dans ces plaques, l'alimentation électrique des résistances de type créneau provoque leur élévation de température et un flux de chaleur dans l'échantillon. Lors de la coupure de l'alimentation des résistances, les plaques échangeuses permettent à l'échantillon de retrouver sa température initiale. Il s'agit ainsi d'obtenir un cycle au sens thermodynamique, c'est-à-dire que la variation des fonctions d'état est nulle en fin de cycle. Dans toutes les expérimentations effectuées dans le cadre de cette étude, un unique créneau composé d'une charge et d'une décharge est donc appliqué. Les fluxmètres mesurent la température et le flux de par et d'autre de l'échantillon. Il est ainsi

possible de réaliser des créneaux de différentes amplitudes par ajustement de l'intensité d'alimentation des résistances chauffantes et de différentes durées.

La production d'entropie interne ainsi que l'impédance thermique a été évaluée à partir des mesures effectuées sur différents matériaux pour des créneaux d'amplitudes et de durées différentes. Les propriétés thermophysiques des différents constituants sont indiquées dans le tableau 1. Nous nous focalisons ici sur des échantillons constitués de plusieurs couches auxquels est appliqué une sollicitation thermique de type créneau d'une durée variable (figure 2).

matériau	ρ kg.m ⁻³	C_p J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	λ W.m ⁻¹ .K ⁻¹	α m. ⁻²
aluminium	2707	896	204	8,4.10 ⁻⁵
céramique	2400	879	2,2	1,04.10 ⁻⁶
plexiglass	1190	1465	0,19	1,09.10 ⁻⁷

Tableau 1 : Propriétés des différents matériaux utilisés



Figure 2 : Échantillon et sollicitation thermique.

3. Bilans d'énergie et d'entropie

Le système étudié est un mur plan (transfert 1D). En effet, les pertes latérales ont été estimées entre 5 et 8 % du flux traversant la section de l'échantillon. Elles peuvent donc être considérées comme négligeables. Ainsi, le bilan d'énergie et le bilan d'entropie peuvent s'écrire comme suit :

$$\rho \frac{du}{dt} = -\text{div}(\varphi) \quad (1)$$

$$\rho \frac{ds}{dt} = \text{div}(\varphi/T) + \sigma \quad (2)$$

où σ est le taux de production d'entropie [3, 1]. Le taux de production est donné par :

$$\sigma = \varphi \cdot \text{grad}(1/T) \quad (3)$$

L'échantillon échange de la chaleur à travers deux surfaces A_1 et A_2 parallèles de telle sorte que :

$$\phi_1 = \int_{A_1} \varphi dA \quad \phi_2 = \int_{A_2} \varphi dA \quad (4)$$

La combinaison linéaire des flux de chaleur $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ est une fonction d'état représentant la quantité de chaleur accumulée. Le bilan des échanges d'énergie avec l'extérieur est obtenu

par intégration dans le temps de cette fonction. La dissipation interne est calculée à partir de l'expression des échanges d'entropie avec l'extérieur lorsque l'échantillon subit une transformation cyclique puisque, sur un cycle, $\Delta S = 0$. Ainsi,

$$\Delta_e S + \Delta_i S = 0 \quad (5)$$

La production d'entropie interne est alors égale, au signe près, à la variation d'entropie liée aux échanges avec l'extérieur.

Les échanges d'entropie avec l'extérieur sont calculés grâce à la relation suivante :

$$J_e = \frac{\phi_1}{T_1} - \frac{\phi_2}{T_2} \quad (6)$$

On peut définir une impédance thermique du matériau à l'aide du bilan entropique [3] :

$$Z = \frac{1}{J_t} \int_{t_{ini}}^t \Delta T \cdot \Delta \left(\frac{1}{T} \right) dt \quad (7)$$

où J_t est l'entropie liée au processus de transfert :

$$J_t = \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_2) \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (8)$$

La valeur de l'impédance atteinte à la fin d'un cycle correspond à la résistance apparente R_{app} du matériau en régime permanent à partir du moment où le cycle permet à la chaleur de traverser l'ensemble de l'échantillon.

Par contre, si le créneau est de plus courte durée, la chaleur n'a pas le temps de diffuser dans toute l'épaisseur de l'échantillon et l'impédance mesurée prendra alors des valeurs inférieures à la résistance apparente en régime permanent.

4. Résultats et discussion

La sollicitation de type transfert permet donc a priori 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 sur un seul côté.

Analysons le cas d'un échantillon composite : une plaque de plexiglass d'une épaisseur de 3 mm et d'un matériau céramique formé lui-même par deux couches d'une épaisseur totale de 13 mm.

A partir du bilan d'entropie et de la relation (7), on obtient une impédance thermique qui varie au cours du cycle pour atteindre une valeur constante correspondant à la résistance apparente du matériau : $Z = R_{app} = 14,0 \text{ K.W}^{-1}$. Notons que cette valeur prend en compte la conductivité d'une couche de plexiglass, des deux couches de céramique et des interfaces de contact. Il s'agit typiquement d'un cas correspondant à un matériau de stockage contenu dans une enveloppe moins conductrice.

Comme cela a déjà été illustré [5], l'évolution de cette impédance dans les premiers instants est différente selon la disposition des couches traversées. Nous cherchons à exploiter cette propriété pour caractériser le matériau qui est réellement sollicité.

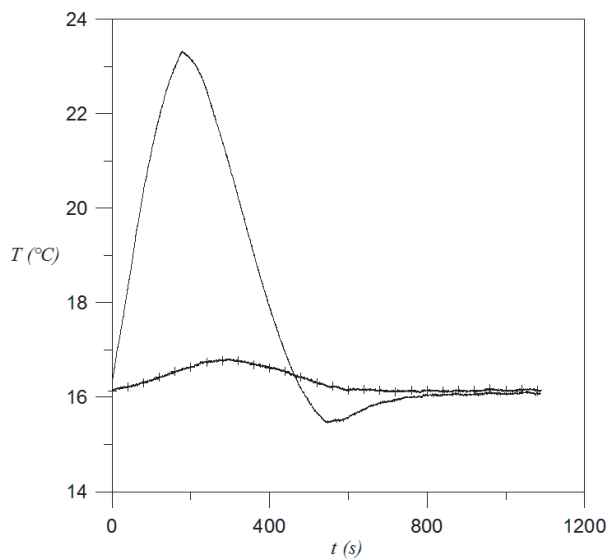


Figure 3 : Évolution des températures à la surface de l'échantillon au cours d'un cycle lent.

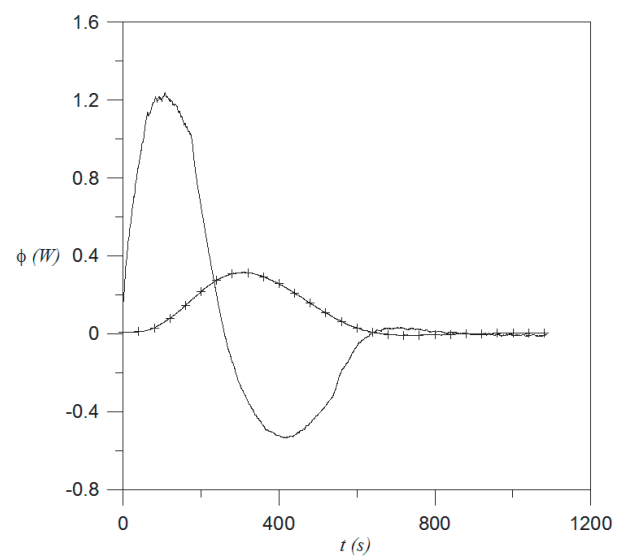


Figure 4 : Évolution des flux à la surface de l'échantillon au cours d'un cycle lent.

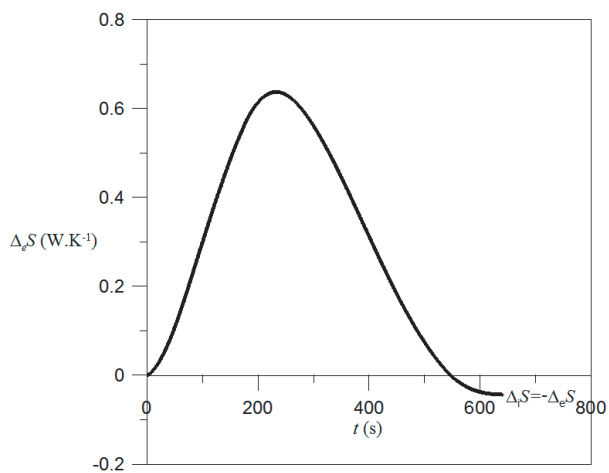


Figure 5 : Évolution de l'entropie échangée avec l'extérieur au cours d'un cycle lent et production d'entropie.

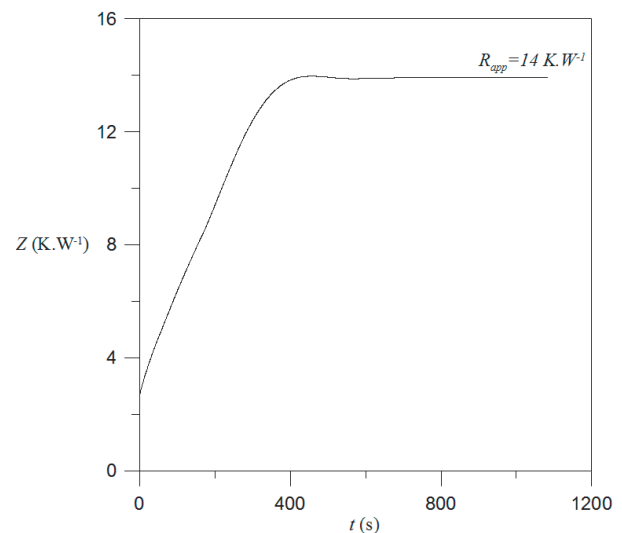


Figure 6 : Évolution de l'impédance thermique Z au cours d'un cycle lent et résistance apparente R_{app} .

Notons que des sollicitations d'amplitudes différentes ont été imposées en fixant différentes valeurs d'intensité électrique aux résistances chauffantes. Sur la gamme testée, la valeur d'impédance obtenue en fin de cycle et donc la résistance apparente, est identique quelque soit l'amplitude du créneau. Autrement dit, quelque soit le flux de chaleur introduit, le matériau réagit de façon similaire.

Une série de mesures a été réalisée avec des durées de créneau appliqué différentes allant de 5 à 180 s. La figure 7 présente un exemple de mesures dans le cas d'un seul créneau de 30 s. La figure 8 regroupe l'évolution de l'impédance thermique au cours du temps selon la durée du créneau.

Ainsi, des sollicitations de durée différente conduit à l'obtention de valeurs d'impédances en fin de cycle et donc de résistances apparentes distinctes (figure 8). On constate, de plus, que

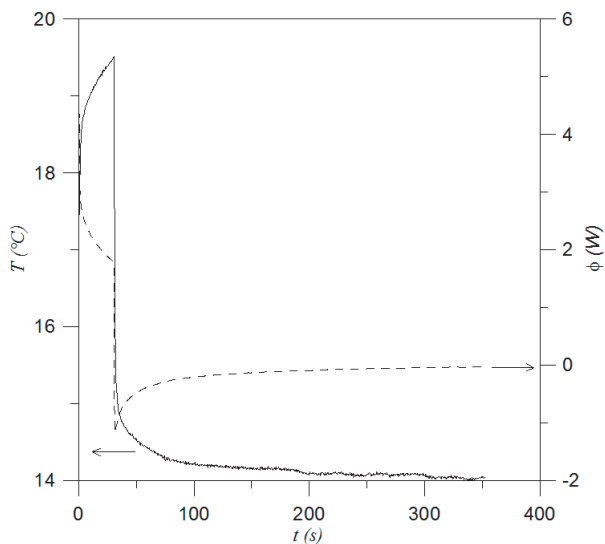


Figure 7 : Évolution de la température (axe à gauche) et du flux (axe à droite) imposé à la surface de l'échantillon pour un créneau court (30 s).

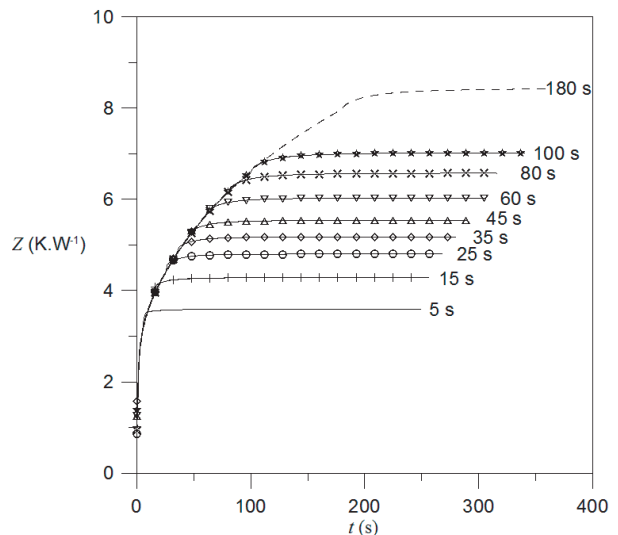


Figure 8 : Évolution de l'impédance thermique Z au cours du temps selon la durée du créneau.

cette résistance est d'autant plus importantes que la durée du créneau est plus longue (figure 9). Lors de la phase de charge, le transfert se fait sur une épaisseur dépendant évidemment des propriétés thermiques des couches traversées et de la durée du créneau de sollicitation.

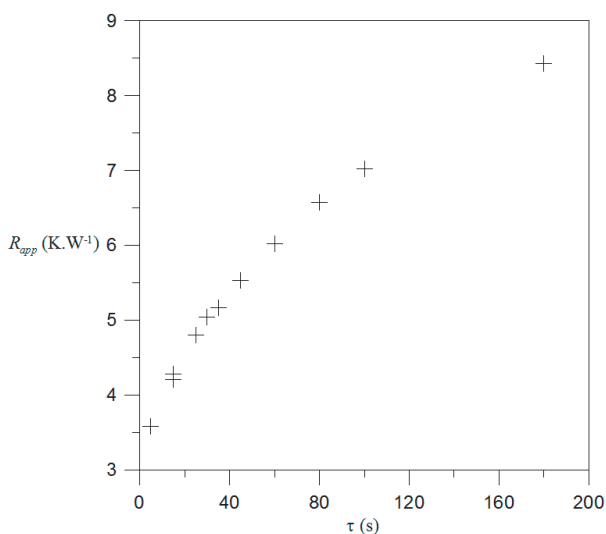


Figure 9 : Résistance thermique R_{app} obtenue en fin de cycle selon la durée du créneau τ : cas du plexiglass (3mm)/ céramique (13 mm).

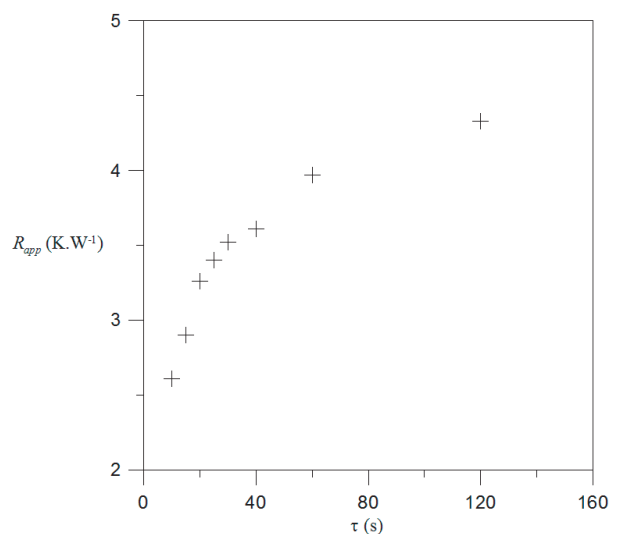


Figure 10 : Résistance thermique R_{app} obtenue en fin de cycle selon la durée du créneau τ : cas de l'aluminium (4mm)/ céramique (13 mm).

On retrouve ce même type de résultats dans le cas de l'assemblage aluminium (4 mm)/céramique ($2 \times 6,5$ mm) correspondant à un stockage sur céramique avec une enveloppe plus conductrice (figure 10). A noter que dans ce cas, la résistance apparente obtenue par la mesure est $R_{app} = 6,2 \text{ K.W}^{-1}$.

Ainsi, plus le créneau est long, plus la chaleur a le temps d'élever la température d'une plus grande quantité de matériau. Néanmoins, un matériau peu conducteur traversé en premier confère une résistance au transfert plus élevée et une épaisseur sollicitée plus faible. À cause

de cette première couche, la chaleur a plus de difficulté à être accumulée en profondeur. Les irréversibilités calculées ici sont caractéristiques de la dégradation de l'énergie au cours du transfert. Elles se situent essentiellement dans les premières épaisseurs.

Notons que les épaisseurs obtenues à partir des valeurs de résistances apparentes et des conductivités des matériaux sont 2 à 3 fois inférieures aux épaisseurs calculées par exemple par la méthode des quadripôles thermiques [6]. Celle-ci conduit à des épaisseurs caractéristiques de la diffusion de chaleur qui sont de l'ordre de 3 à 4 mm, alors que l'épaisseur correspondant à la résistance apparente est de 1,4 mm. Il s'avère que les premières simulations numériques réalisées à l'aide de Comsol et basées sur les mesures expérimentales montrent que la production d'entropie locale est maximale à une profondeur comprise entre 1,3 et 2,4 mm. Cela nous conduit à redéfinir les épaisseurs et les temps caractéristiques lors de sollicitations de charge et décharge typiques dans les procédés de stockage thermique. Il reste donc à déterminer la correspondance réelle entre ces valeurs de résistance apparente issue du bilan entropique et représentative des irréversibilités et les épaisseurs de matériaux réellement exploitées.

5. Conclusion

Ce travail porte sur la caractérisation thermique en dynamique des matériaux constituant un système de stockage par chaleur sensible. Il s'agit d'aller au delà de la notion de conductivité effective qui s'avère inadaptée dans le cas des matériaux multicouches en régime dynamique. Pour cela, nous cherchons à qualifier les transferts à partir de l'analyse des irréversibilités au cours de cycle de charge et de décharge. Lorsqu'un matériau est sollicité avec des cycles longs permettant à la chaleur de le traverser entièrement, la technique développée ici conduit à retrouver la résistance apparente en régime permanent. Dans le cas de cycles plus courts, le matériau n'est plus exploité sur toute son épaisseur. Les irréversibilités engendrées au cours de ces cycles sont induites par la résistance au transfert. Celle-ci peut être calculée à partir des mesures de flux et de température en surface réalisées à l'aide du montage expérimental présenté. Les résultats montrent qu'elles sont essentiellement générées dans les premières couches alors que l'analyse de la diffusion de chaleur dans ces mêmes matériaux conduit à des valeurs d'épaisseurs supérieures.

Les résultats obtenus par cette technique pourrait permettre d'identifier les quantités de matériaux qui participent réellement à la charge et la décharge lors d'un cycle. Le mode de cyclage influence fortement l'épaisseur sur laquelle le matériau répond réellement. Ceci conduit à reconsidérer la notion d'efficacité du stockage thermique. En effet, 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'analyse entropique permet a priori d'appréhender la qualité de l'énergie qui est stockée. L'optimisation d'un tel procédé requiert donc la définition de la quantité de matériau qui contribue effectivement au stockage et qui minimise les irréversibilités liées au transfert.

Références

- [1] 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.
- [2] C. Bartoli, Analysis of thermal irreversibilities in a homogeneous and isotropic solid, *Int. J. Thermal Science*, 44 (2005) 685-693.
- [3] 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.

- [4] 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.
- [5] R. Olives *et al.*, Caractérisation de matériaux de stockage thermique par bilan entropique : analyse des irréversibilités. Congrès Français de Thermique SFT, Toulouse, 31 mai – 3 juin 2016.
- [6] D. Maillet *et al.*, Thermal Quadrupoles : Solving the Heat Equation Through Integral Transforms. Ed. Wiley-Blackwell, oct. 2000.

Remerciements

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet ANR OPTICLINE soutenu par l'Agence Nationale de Recherche ANR-17-CE06-0013.

Thème 2

Convection naturelle, mixte et forcée

Etude de la dynamique instationnaire d'un panache thermique soumis à une pesanteur variable . . .	55
Etude expérimentale de l'influence de la combinaison de deux champs ultrasonores sur le transfert thermique en convection forcée	63
Ecoulement et transferts de chaleur d'un jet d'air annulaire en impact	71
Modification d'un écoulement de convection naturelle par obstacle localisé – une étude expérimentale	79
Evolution du profil de température sur une surface concave impactée par des jets d'eau	87
Forced Convective heat transfer past a pointed headed cylinder using HTLBM	95
Homogénéité thermique dans les écoulements de polymères fondus dans les monovis d'injection .	103
Etude numérique de panaches thermiques de transition dans une cavité confinée en présence d'un couplage convection-rayonnement	111
Heat Transfer Enhancement with Lorentz Forces	119
Ecoulements laminaires de convection naturelle en cavités triangulaires	127
Effet de la rugosité sur le frottement pariétal et les transferts de chaleur	135
Nouvelle approche de détermination du coefficient global d'échange de chaleur des échangeurs - Application aux types eau-air à flux croisés	143

Etude de la dynamique instationnaire d'un panache thermique soumis à une pesanteur variable

Aurélien DORIAT¹, Cédric SCHRECK¹, Gildas LALIZEL², Florian MOREAU^{2*}

¹Etudiant de l'ISAE-ENSMA, BP 40109, F-86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

²Institut Pprime, UPR 3346 CNRS – ENSMA – Université de Poitiers, BP 40109, F-86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

*(auteur correspondant : florian.moreau@ensma.fr)

Résumé - Le développement instationnaire dans de l'eau d'un panache thermique est étudié expérimentalement dans un environnement dont la pesanteur varie de 0 g (micro-gravité) à 1.8 g (hyper-gravité). Cette variation est obtenue en réalisant l'expérience au sein d'un avion effectuant des vols paraboliques, l'avion zero G de la société Novespace. Après avoir présenté le dispositif expérimental et les diverses méthodes de mesure utilisées, une analyse de l'évolution de la température à la surface du cylindre chauffant est effectuée à travers une comparaison entre les mesures et une modélisation nodale. L'analyse est complétée à l'aide de la visualisation de la dynamique du panache. La technique de mesure utilisée pour visualiser le panache est la B.O.S. (Background Oriented Schlieren). Elle permet de suivre la dynamique de développement du panache en temps réel. Les résultats montrent que sur les phases à 1 g et 1.8 g les modèles présentent de bons accords avec les mesures. En revanche, il est nécessaire de développer de nouveaux modèles pour résoudre les phases transitions vers la micro-gravité.

1. Introduction

Les phénomènes de convection naturelle sont présents dans la nature : dans le manteau terrestre, dans les océans, dans l'atmosphère mais aussi dans de nombreuses applications industrielles à travers le refroidissement de systèmes électroniques, dans certains modèles de centrales nucléaires, dans le contrôle thermique de l'habitat ou des habitacles : cabine d'avion, train, voiture. Dans le domaine du spatial, les systèmes de refroidissement ou les habitacles des vaisseaux sont soumis à une pesanteur variable entre la phase de décollage et la phase d'apesanteur par exemple. Lorsque la pesanteur est variable, les transferts convectifs peuvent être intensifiés en hyper-gravité, par rapport à ce qui se passe sur terre à 1 g, ou au contraire être atténués en micro-gravité voire ne plus exister et laisser place uniquement aux modes de transfert thermique par conduction et rayonnement. Afin de maîtriser le contrôle des systèmes de refroidissement dans ce type de configuration, il est fondamental de comprendre la dynamique des transferts thermiques à pesanteur variable. Pour l'étude qui va suivre, c'est le cas académique du développement d'un panache thermique laminaire dans une cavité remplie d'eau qui a été retenu.

Des études sur la formation et l'évolution d'un panache convectif au-dessus d'un point chaud ont déjà été réalisées par plusieurs équipes comme [1, 2]. Ces phénomènes ont aussi été étudiées autour d'un cylindre chauffé, à la fois expérimentalement [3, 4] et numériquement [5]. Néanmoins, la simulation numérique est encore loin d'être satisfaisante pour représenter fidèlement les couplages vitesses / température. Les modèles utilisés par les ingénieurs dans les codes cfd industriels sont peu satisfaisants dès lors que les effets de flottabilité doivent être pris en compte. Si, par ailleurs, la pesanteur est variable dans le temps, la physique du problème est d'autant plus complexe.

Un groupe d'étudiants de l'ISAE-ENSMA travaillant sur ce sujet a été lauréat du projet parabole CNES 2018. Ils ont conçu spécialement le dispositif expérimental pour la campagne

de vols paraboliques. Il s'agit d'un cylindre chauffé dans une cavité remplie d'eau. L'expérience a été placée dans l'avion A310 zero G de la société Novespace lors de la campagne du CNES de septembre 2018. Lors d'un vol, l'avion effectue des trajectoires paraboliques, ce qui permet d'obtenir une pesanteur variant périodiquement entre 0 g et 1.8 g. Il a été choisi de ne pas utiliser de techniques laser pour observer le panache pour des raisons de sécurité. La méthode retenue est la B.O.S. (Background Oriented Schlieren). On peut ainsi obtenir la dynamique instantanée et résolue en temps du champ de gradient de température du panache thermique. Cette dynamique est analysée lors des variations de pesanteur.

2. Dispositif expérimental

2.1. La cavité et l'instrumentation

Le banc d'essai (voir la figure 1) a été conçu spécifiquement pour cette expérience. Le but était de limiter et contrôler les risques inhérents à l'environnement dans lequel l'expérience a été réalisée. Deux racks expérimentaux (structures en profilé permettant de lier l'expérience à l'avion) ont été utilisés, le premier contient le système d'alimentation électrique (pouvant délivrer entre 0 et 1.5 kW), de contrôle (un ordinateur avec un programme LabView qui permet de contrôler l'expérience et d'automatiser l'acquisition) et d'acquisition des températures (boîtier de thermocouples). Le second rack contient l'expérience : un appareil photo et la cuve remplie d'eau ainsi que le cylindre chauffant.

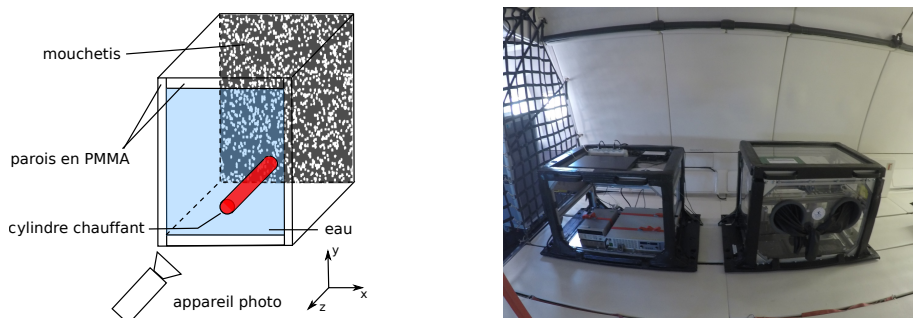


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental (gauche) et le dispositif fixé dans l'avion A310-0g (droite)

La cuve a été mécaniquement conçue pour résister aux fortes contraintes pouvant apparaître lors d'un atterrissage d'urgence, avec une accélération pouvant atteindre 9 g. Elle est étanche pour éviter les risques de courts circuits électriques, d'électrocution et de contamination par l'eau de la cabine de l'A310. Pour cela, trois niveaux d'étanchéité ont été mis en place (deux avec des joints toriques compressés et un joint silicone). Des cornières intérieures et extérieures solidifient la cavité. Leur rôle est d'assurer la résistance structurale et de comprimer les joints pour l'étanchéité. Un vase d'expansion a été utilisé pour absorber les contraintes dues aux variations du volume d'eau lors du chauffage de celui-ci. Le cylindre, creux, contient une cartouche chauffante d'une puissance de 48 W. Afin d'éviter les risques de surchauffe et de brûlure, la cartouche est protégée par une limitation de puissance interne et un fusible (de 2 A) monté en série. Des fusibles thermiques, limitant la température à 55°C, sont également placés sur le cylindre. Les cornières sont reliés à la terre de l'avion pour éviter les courts-circuits.

La cuve a une hauteur de 40 cm, une profondeur de 16 cm et une largeur de 20 cm. Le cylindre chauffant, de 16 mm de diamètre, est placé en partie basse. Les dimensions de la cuve et

la position du cylindre permettent de limiter les effets de bords, tout en ayant un espace important pour observer le développement du panache convectif. Le nombre de Rayleigh critique qui détermine le passage laminaire/turbulent est $Ra_c = 1.10^9$. Dans nos conditions expérimentales et avec de telles dimensions, $Ra = 2.10^6$, ce qui correspond à un régime laminaire. Quatre thermocouples, de type K, ont été installés afin de fournir les conditions aux limites nécessaires à la résolution B.O.S. Trois d'entre eux sont placés en proche paroi à différentes altitudes sur la hauteur de la cuve. Le dernier est sur la paroi du cylindre chauffant. C'est ce dernier qui sert de référence expérimentale pour la modélisation nodale instationnaire. L'ensemble des thermocouples a une précision de 1°C .

2.2. La technique B.O.S.

La méthode B.O.S. est utilisée afin d'observer la dynamique du panache autour du cylindre. Cette méthode est privilégiée car elle est non intrusive. Par ailleurs, elle est peu coûteuse et simple à mettre en oeuvre, en particulier dans un environnement comme celui d'un avion qui effectue des vols paraboliques, où l'utilisation de techniques laser est particulièrement complexe à mettre en oeuvre.

Raffel [6] a réalisé une revue bibliographique présentant la B.O.S. et ses différents domaines d'application. C'est une technique de mesure des gradients d'indice de réfraction présents dans un volume fluide comme l'ombroscopie ou l'interférométrie Mach-Zender. Cette métrologie est "simple" à mettre en oeuvre et permet de mesurer des champs de températures. Le principe de son dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.

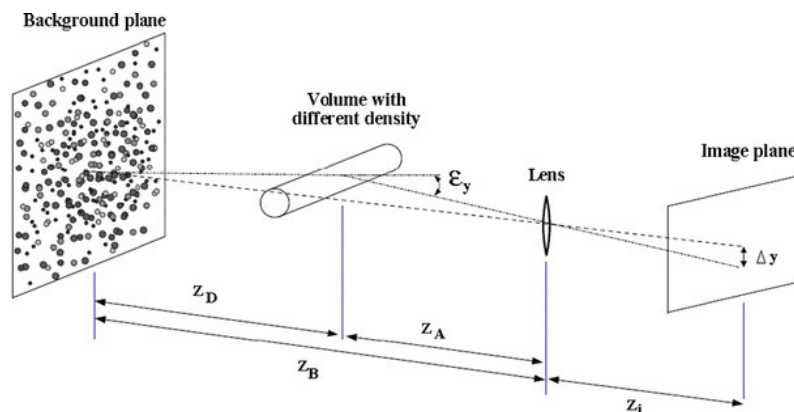


Figure 2 : schéma présentant le principe de la métrologie B.O.S., d'après Raffel [6]

L'indice de réfraction de l'eau dépend de la température. La trajectoire d'un rayon lumineux qui traverse le panache, est d'autant plus déviée que les variations de température y sont importantes.

En reprenant les notations de la figure 2, le problème optique est le suivant, pour une distance entre le mouchetis et le plan de déviation, z_d , suffisamment grande : $\tan \epsilon_y = \epsilon_y = \frac{\Delta y}{MZ_D}$ avec ϵ_y l'angle de déviation selon y , M le grossissement du montage et Δy le déplacement mesuré sur le capteur selon y .

Par ailleurs, la loi de Snell permet de dériver l'angle de déviation selon la stratification du milieu : $\epsilon_y = \frac{1}{n_0} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial n}{\partial y} dz$, avec $z_2 - z_1 = w$ la profondeur de champs de mesure et n_0 l'indice de réfraction de l'eau à la température de référence loin du panache.

Les équations précédentes se simplifient alors en : $\frac{\partial \rho}{\partial y} = \frac{n_0}{M\kappa Z_D w} \Delta y$, où l'on utilise la relation

de Gladstone Dale : $n = \kappa\rho + 1$, avec $\kappa = 3.34 \times 10^{-4} m^3.kg^{-1}$ la constante de gladstone, ρ la masse volumique et n l'indice de réfraction de l'eau.

Enfin, on généralise la solution au problème de déviations dans les deux plans de mesure en résolvant l'équation de Poisson : $\Delta\rho = Ddiv(\vec{X})$, avec $D = \frac{n_0}{M\kappa Z_D w}$. Le gradient de température est déduit en se référant à des tables reliant la densité de l'eau à la température.

Le *mouchetis* est généré en divisant une image en une grille composée de carrés de taille variable. On attribut aléatoirement une couleur noire ou blanche à chaque carré de l'image. Une étude paramétrique a été effectuée en faisant varier la taille des carrés de l'image et la probabilité qu'ils soient noirs. Les tests ont montré que le meilleur résultat était obtenu pour des carrés correspondant à $3 \times 3 pixels^2$ sur le capteur de l'appareil photo et une densité équiprobable de points noirs et blancs.

Une ouverture faible de l'optique de l'appareil photo, $f/8$, est choisie afin d'éviter les flous de bord. La vitesse d'obturation, $1/25$ s et les isos, 800, sont adaptés afin d'avoir une luminosité suffisante. La résolution du capteur est de $22.3 \times 14.9 mm^2$ et $5184 \times 3456 pixels^2$ et la focale est de 17 mm. Les distances géométriques sont $Z_D = 80$ mm, $Z_A = 460$ mm ainsi que $w = 160$ mm.

Le déplacement des points du mouchetis est analysé à l'aide d'un algorithme de PIV open-source sous Matlab développé par W. Thielicke [7, 8]. Les paramètres utilisés sont une résolution FFT avec quatre passages à fenêtres de tailles $64 \times 64 pixels^2$, $32 \times 32 pixels^2$ puis $16 \times 16 pixels^2$ et $8 \times 8 pixels^2$ et un overlapping de 50 %. Des filtres sont appliqués pour lisser des erreurs locales. On obtient finalement les déplacements \vec{X} selon x et y , axes respectivement horizontal et vertical dans le plan du capteur de l'appareil photo.

A partir des déplacements \vec{X} , on résout l'équation de Poisson avec une méthode itérative de type Gauss-Seidel. Les conditions aux limites sont de type mixte : Dirichlet sur les bords droite/gauche et Neumann sur les bords haut/bas. On impose dans la résolution itérative que toutes les valeurs de température soient supérieures à la température minimale du champ qui est connue ($T_{min} = T_{bord}$). Un masque est utilisé sur la zone du cylindre qui cache le mouchetis. Les déplacements y sont considérés nuls. La température du cylindre ne peut donc pas y être calculée. De plus, les valeurs des températures sont très sensibles aux dimensions géométriques renseignées. Les résultats n'étant pas entièrement satisfaisants pour le moment, les images contiennent des températures adimensionnées par les valeurs limites données par la résolution. L'analyse est donc simplement qualitative et à vocation à permettre une étude de la dynamique du panache.

3. Résultats et discussion

3.1. Modélisation par réseau nodal

L'évolution temporelle de la température de la surface du cylindre et la température moyenne de l'eau ainsi que la variation de la pesanteur sont présentées sur la figure 3. A $t = 0$, la puissance électrique est injectée dans le cylindre et à $t = 500$ s, la puissance électrique est coupée.

Une modélisation utilisant une approche nodale a été mise en place pour comprendre l'évolution de la température de la surface du cylindre en fonction du temps. Cette résolution est une alternative à la résolution de l'équation de la chaleur, elle a l'avantage d'être simple à mettre en place. Le premier noeud caractérise le cylindre en cuivre, et un second noeud est utilisé pour ca-

racteriser la température moyenne de l'eau. Le flux convectif, échangé par convection naturelle, est calculé à partir de la corrélation d'un écoulement laminaire autour d'un cylindre chauffé, pour un nombre de Rayleigh $Ra < 10^6$: $Nu_D = 0,53Ra^{1/4}$, où $Ra = Gr.Pr$. Avec le nombre de Grashof, Gr , défini par : $Gr = \frac{g\beta D^3 \Delta T}{\nu^2}$.

Pour la modélisation des phases à 1 g et 1.8 g (zones 1, 2, 4 et 5 de la figure 3), la corrélation précédente a été utilisée. En microgravité, une résolution nodale, 2D axisymétrique à 100 noeuds avec un pas d'espace constant de 10^{-4} m, de la diffusion de la chaleur entre le cylindre et l'eau a été utilisée. Une modélisation 3D n'a pas été réalisée car, en première approximation, la distribution de température dans la direction z est homogène et ne présente ainsi pas de gradient initiant de la diffusion de chaleur.

3.2. Comparaison des résultats numériques nodaux et expérimentaux et analyse de la dynamique du panache

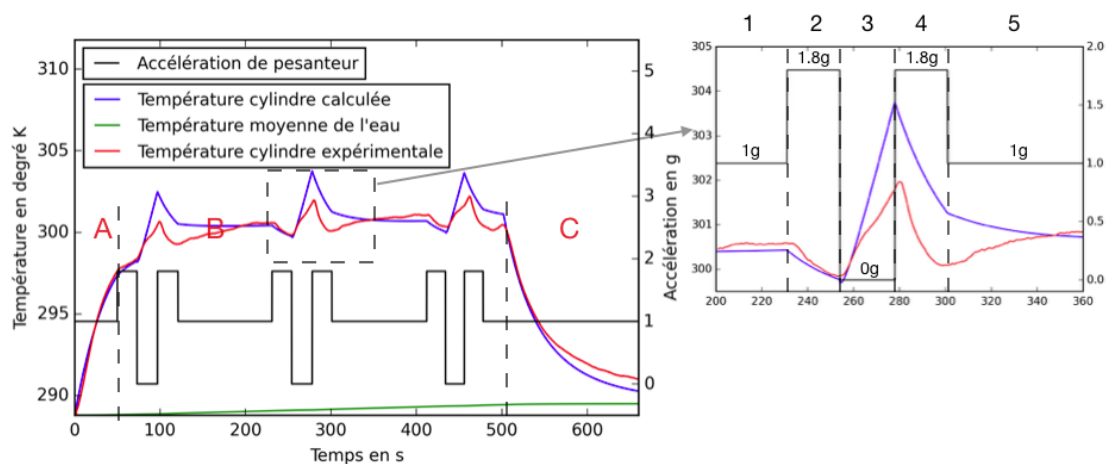


Figure 3 : Courbes théorique et expérimentale de la température de la surface du cylindre en fonction du temps

Le modèle présenté ci-dessus, permet d'obtenir la variation de la température de la surface du cylindre en fonction du temps. Cette modélisation ainsi que les données expérimentales sont présentées en figure 3 pour trois paraboles.

Trois phases sont à noter :

- (A) Tout d'abord un régime instationnaire à 1 g d'augmentation de la température de la surface du cylindre associée au chauffage de celui-ci. Au cours de cette phase, on peut constater que le modèle se superpose très bien aux données expérimentales. Ce qui valide la modélisation nodale instationnaire sur un cas simple.
- (B) Cette phase correspond à trois paraboles avec une succession de phases à 1.8 g, 0 g, 1.8 g et 1 g qui se répète trois fois. Cette succession va faire l'objet d'une analyse détaillée ci-dessous.
- (C) Enfin une phase de relaxation à 1 g au cours de laquelle la puissance électrique injectée dans le cylindre a été coupée.

A titre d'exemple, la seconde parabole est ici analysée plus en détails. Elle est globalement représentative du comportement des autres paraboles.

1. La phase 1 correspond à la fin de la phase à 1 g entre deux paraboles. On constate ici un accord acceptable entre la modélisation et l'expérience. Cette phase correspond ty-

piquement au développement du panache que l'on peut visualiser dans la figure 4, en haut.

2. La phase 2 correspond au début d'une parabole. L'expérience est alors soumise à 1.8 g. On assiste à un refroidissement du cylindre qui s'explique par un échange convectif supérieur en hyper-gravité. La figure 4, au centre, montre un développement plus rapide et plus agité du panache. L'accord entre la température mesurée et modélisée de la surface du cylindre est bon, ce qui permet de valider en hyper-gravité le modèle de convection utilisé.
3. La phase 3 correspond à une phase de micro-gravité à 0 g. L'accord est bien moins bon. La température calculée est sur-estimée ce qui montre que le flux réel échangé entre le cylindre et le fluide est plus grand que le flux calculé. Par ailleurs, on peut remarquer que l'évolution de la température du cylindre présente une rupture de pente qui n'est pas reproduite par la modélisation nodale. En 0 g, il apparaît deux phases distinctes, présentes sur toutes les paraboles, caractérisées par deux pentes différentes. La première pente semble proche de celle modélisée par de la diffusion thermique pure. La seconde pente est moins importante, signifiant que le flux échangé est plus important qu'en diffusion pure. La figure 4, en bas, montre qu'il subsiste dans la cavité, un mouvement résiduel qui entraîne le panache vers le bas. Ce mouvement résiduel n'est pas pris en compte par le modèle. C'est ce qui explique probablement l'écart entre le modèle et l'expérience.
4. La phase 4 correspond à un retour à 1.8 g. On observe un décalage issu, du décalage précédent mais les pentes sont proches.
5. La phase 5 se fait sous 1 g avant le lancement d'une nouvelle parabole.

4. Conclusion

Lors de ce travail, l'influence d'une pesanteur variable sur le développement instationnaire d'un panache thermique est mise en avant. Un cylindre chauffé est placé dans une cavité remplie d'eau. Le développement du panache thermique est suivi par B.O.S. et la température de la surface du cylindre est suivie à l'aide d'un thermocouple placé sur le cylindre. Une analyse nodale permet de modéliser l'évolution instationnaire de la température de surface du cylindre. Les conclusions principales sont que le modèle utilisé permet de rendre compte de l'évolution de la température en phase 1 g et que ce modèle peut être étendu en hyper-gravité, à 1.8 g. En revanche en micro-gravité à 0 g, le modèle ne rend pas parfaitement compte de l'évolution de la température. Cela est probablement provoqué par un mouvement résiduel du fluide lors de la phase à 0 g qui n'est pas pris en compte pour le moment par le modèle. Une des perspectives de ce travail est d'estimer l'évolution de l'agitation du fluide pendant les phases en micro-gravité et développer le modèle afin de corriger les écarts entre les résultats qu'il donne et les mesures.

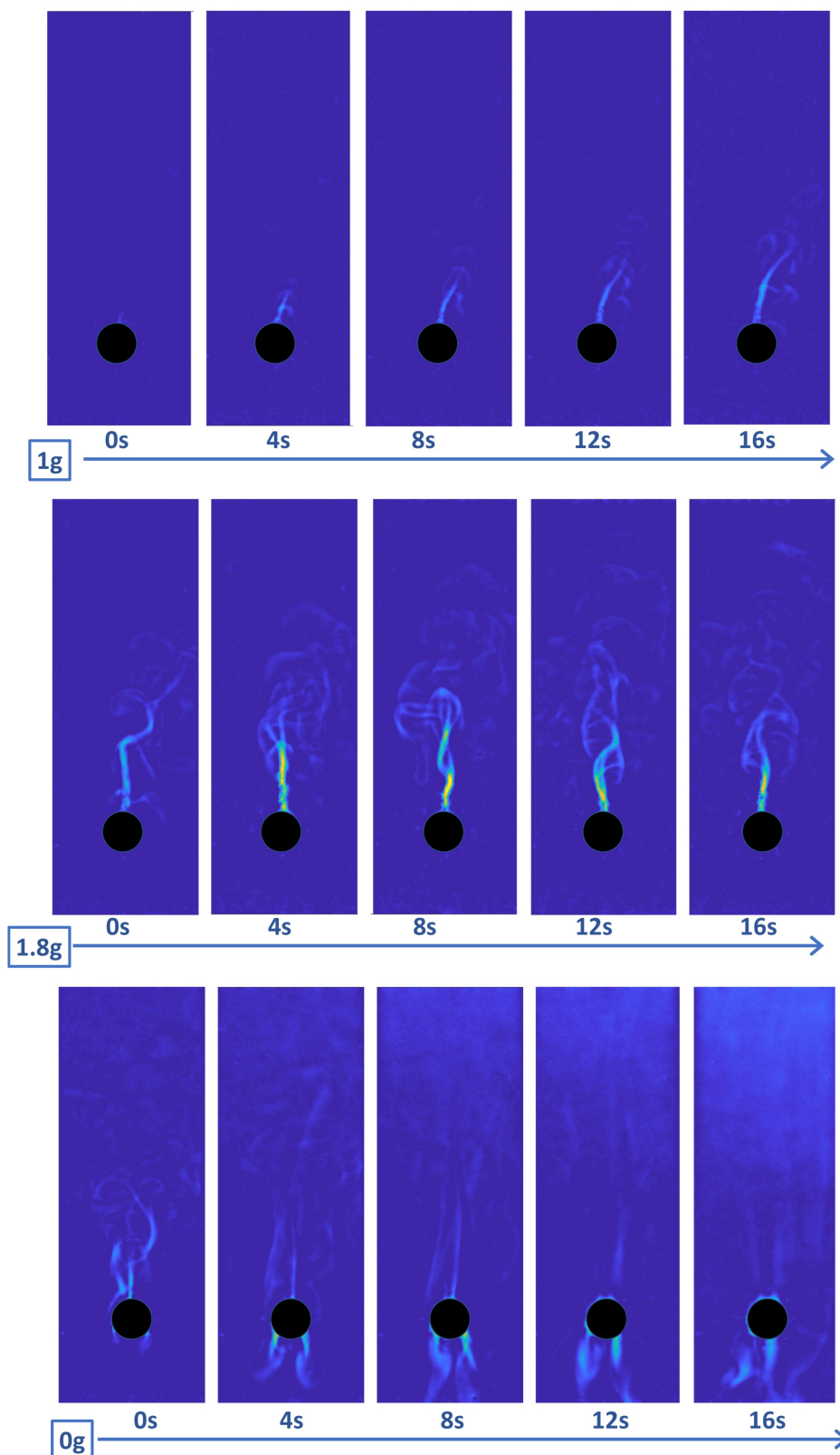


Figure 4 : Développement du panache obtenu par B.O.S. lors des phases 1 g (en haut), 1.8 g au milieu et 0 g (en bas). Les cercles noirs correspondent à la position du cylindre chauffant.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier le CNES et Novespace pour leur avoir donné l'opportunité de participer à une campagne d'essais en vols paraboliques ; l'ENSMA, la mairie de Chasseneuil du Poitou et l'Institut Pprime pour leur soutien financier ; T. Villatte, H. Arlaud, J.-C. Fraudeau, A. Piteau, J.-M. Petit et T. Degeay pour leur support technique, C. Petitjean, B. Serres, A. Paqueton, P. Rousseau pour leur aide lors de la première partie du projet et enfin L. Chocinski pour toute son aide lors des différentes phases du projet.

Références

- [1] A. Kondrashov, I. Sboev. and P. Dunaev, Evolution of convective plumes adjacent to localized heat sources of various shapes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 103 (2016) 298-304.
- [2] Broučková, Zuzana and Trávníček, Zdeněk, PIV and LIF study of flow and thermal fields of twin plumes in water, *EPJ Web Conf*, 143 (2017)
- [3] Grafsrønningen, Stig and Jensen, Atle, Simultaneous PIV/LIF measurements of a transitional buoyant plume above a horizontal cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 (2012) 4195-4206.
- [4] Kuehner, Joel P. and Hamed, A. M. and Mitchell, Jared D., Experimental investigation of the free convection velocity boundary layer and plume formation region for a heated horizontal cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 82 (2015) 78-97.
- [5] Grafsrønningen, Stig and Jensen, Atle, Large eddy simulations of a buoyant plume above a heated horizontal cylinder at intermediate Rayleigh numbers, *International Journal of Thermal Sciences*, 112 (2017) 104-117.
- [6] Raffel, Background-oriented schlieren (BOS) techniques, *M. Exp Fluids*, (2015) Raffel, M. *Exp Fluids* (2015) 56 : 60. <https://doi.org/10.1007/s00348-015-1927-5>.
- [7] Thielicke W., Stamhuis E. J., PIVlab - Time-Resolved Digital Particle Image Velocimetry Tool for MATLAB (version :1.43) (2014) <http://dx.doi.org/10.6084/m9.figshare.1092508>
- [8] Thielicke W., The flapping flight of birds, *PhD Thesis*, University of Groningen (2014)

Etude expérimentale de l'influence de la combinaison de deux champs ultrasonores sur le transfert thermique en convection forcée

Christophe PONCET^{1*}, Sébastien FERROUILLAT^{1,2}, Laure VIGNAL¹, Alain MEMPONTEIL², Odin BULLIARD-SAURET^{3,4}, Nicolas GONDREXON⁵

¹ Université Grenoble-Alpes, CNRS, Grenoble INP, LEGI, F-38000 Grenoble, France -

² Université Grenoble-Alpes, CEA-LITEN, 17 Rue des Martyrs, 38000 Grenoble, France

³ Université de Lille – Département d'Energétique Industrielle – IMT Lille Douai, 791 Boulevard Lahure, 59500 Douai, France

⁴ HEI –Yncréa Hauts-de-France, 13 Rue de Toul 59000 Lille

⁵ Université Grenoble-Alpes - Laboratoire Rhéologie et Procédés - LRP UMR 5520, Domaine Universitaire, BP 53, 38610 Gières, France

*Corresponding author: christophe.poncet@univ-grenoble-alpes.fr

Résumé - Ces travaux illustrent l'effet synergique auquel peut conduire la combinaison de deux champs d'ondes ultrasonores de basse et de haute fréquence (25 kHz et 2 MHz respectivement) sur le transfert thermique dans un écoulement en convection forcée. Les résultats indiquent qu'il existe une configuration particulière pour laquelle le niveau d'intensification thermique est maximal. Ainsi, c'est la combinaison d'un champ ultrasonore de 25 kHz perpendiculaire et d'un champ ultrasonore de 2 MHz colinéaire à l'écoulement respectivement, qui permet d'obtenir les coefficients de transfert thermique les plus élevés.

Nomenclature

D_h	diamètre hydraulique, m	<i>Symboles grecs</i>	
e	distance entre 2 points, m	Φ	flux de chaleur, W
S	surface d'échange, m ²	λ	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
h	coef. de transfert thermique, W.m ⁻² .K ⁻¹	<i>Indices et exposants</i>	
T	température, °C	w	paroi
HTEF	facteur d'intensification thermique	US	ultrasons

1. Introduction

1.1. Etat de l'art

L'utilisation des ultrasons pour intensifier les transferts thermiques est désormais une méthode reconnue. En effet, de nombreux articles ont permis de démontrer l'efficacité des ultrasons en convection naturelle [1] ou forcée [2], ou encore dans le cas d'échangeur de chaleur [3,4].

La plupart des études portent sur l'utilisation d'ultrasons de basse fréquence ($f < 100$ kHz). La cavitation acoustique, induite par la variation des ondes de pression est à l'origine de l'apparition des bulles de cavitation [5], qui en implosant sont responsables d'effets hydrodynamiques locaux à même de perturber la couche limite [6], et ainsi permettre l'amélioration des transferts thermiques convectifs [7].

Cependant, quelques études se distinguent par la mise en œuvre d'ultrasons à haute et très haute fréquence [8,9]. En effet, à ces fréquences, les phénomènes convectifs de type écoulements d'Eckart peuvent contribuer à une modification plus globale de l'écoulement.

De récents travaux ont ainsi comparé l'influence des fréquences ultrasonores utilisées dans ce travail sur l'intensification du transfert thermique en convection forcée [10]. Cette étude a notamment permis de démontrer que selon la fréquence des ultrasons, l'intensification du transfert thermique était plus ou moins marquée et qu'elle évoluait de façon différente en fonction de la vitesse de l'écoulement.

Par ailleurs, il est à noter que l'influence des ultrasons sur le transfert thermique dépend également de l'orientation du champ ultrasonore vis-à-vis des éléments chauffants [11].

Cependant, l'ensemble des études sur l'intensification du transfert thermique par ultrasons ne font référence qu'à l'utilisation d'un seul champ ultrasonore. En considérant que la nature des phénomènes induits par les ultrasons diffère selon la fréquence [10], il est apparu intéressant de combiner des ondes de fréquence distincte et d'étudier l'effet pouvant être potentiellement obtenu par leur combinaison au sein d'un écoulement en convection forcée. Bien que rares, les travaux faisant intervenir plusieurs champs existent notamment en sonochimie. Ce type d'études montre généralement un effet de synergie associé à la combinaison des champs ultrasonores. Ceci est notamment illustré par le fait qu'une grandeur (constante cinétique par exemple) obtenue avec les deux champs simultanément présents est supérieure à la somme des grandeurs individuelles obtenues séparément avec chaque fréquence [12].

1.2. Objectifs

L'objectif de cette étude est donc d'analyser l'influence de deux champs ultrasonores de fréquence distincte (25kHz et 2MHz) lorsqu'ils sont combinés. Pour cette étude, une première étape de caractérisation de la section d'essais est nécessaire, afin de définir l'écoulement sans ultrasons. Ensuite, le but sera d'analyser l'évolution du transfert thermique, lorsque l'écoulement est soumis à un champ ultrasonore, selon la direction de ce champ par rapport à l'écoulement (colinéaire ou perpendiculaire) et cela pour chaque fréquence.

La seconde étape sera d'étudier cet écoulement lorsqu'il est soumis à un champ ultrasonore combiné, c'est-à-dire induit par la présence simultanée d'ultrasons à 25 kHz et à 2 MHz, dans les deux configurations possibles : soit les ondes basse fréquence sont émises perpendiculairement et celles de haute fréquence colinéairement à l'écoulement, soit l'inverse. Cela permettra, compte tenu des fréquences choisies, d'analyser les effets induits sur le transfert thermique lorsque l'on combine les phénomènes de cavitation acoustique au phénomène de courant acoustique.

2. Matériels et Méthodes

2.1. Présentation de la section d'essais

Une section d'essais a été conçue de façon à étudier l'intensification des transferts thermiques par ultrasons en convection forcée. Pour cela le fluide étudié s'écoule le long d'une paroi chauffée à flux imposé, et l'écoulement est soumis à un champ ultrasonore. Des mesures de température au niveau de la paroi d'échange et du fluide permettent d'évaluer le transfert thermique à travers la détermination du coefficient d'échange convectif. Cette section d'essais est présentée sur la figure 1. Le fluide entre horizontalement dans la section et subit un changement de direction à 90°. Il s'écoule ensuite verticalement le long du canal rectangulaire, pour être finalement évacué plus haut dans la section d'essais.

Le canal est constitué d'une part par une plaque chauffante et d'autre part avec les deux transducteurs ultrasonores. Un transducteur est positionné en vis-à-vis de la plaque chauffante avec un entrefer de 140 mm (selon l'axe x), les ondes sont alors émises perpendiculairement à

l'écoulement définissant ainsi la position 1. L'autre transducteur, situé en position 2, émet des ondes colinéairement à l'écoulement dans le canal de mesure (selon l'axe y). Ainsi, il sera possible d'étudier l'influence des ultrasons selon la fréquence et la position par rapport à l'écoulement, et également de combiner deux champs de fréquence différente.

Concernant la plaque chauffante, elle est composée de 5 blocs indépendants de 19 mm (axe y) × 18 mm (axe x) × 90 mm (axe z), en acier inoxydable. Ils sont séparés par un isolant thermique de 1 mm d'épaisseur (Macor© $\lambda=1,46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), de façon à ce que le flux thermique soit le plus unidirectionnel possible (selon l'axe x). Des thermocouples sont placés de part et d'autre du bloc chauffant (T1 et T2 sur la figure 1), ce qui permet de déterminer les coefficients de transfert thermique locaux. L'ensemble de la plaque chauffante mesure 100 mm de long (selon l'axe y). Concernant les dimensions du canal, il mesure 174 mm de large (selon l'axe z), et son diamètre hydraulique D_h est égal à 0,155 m.

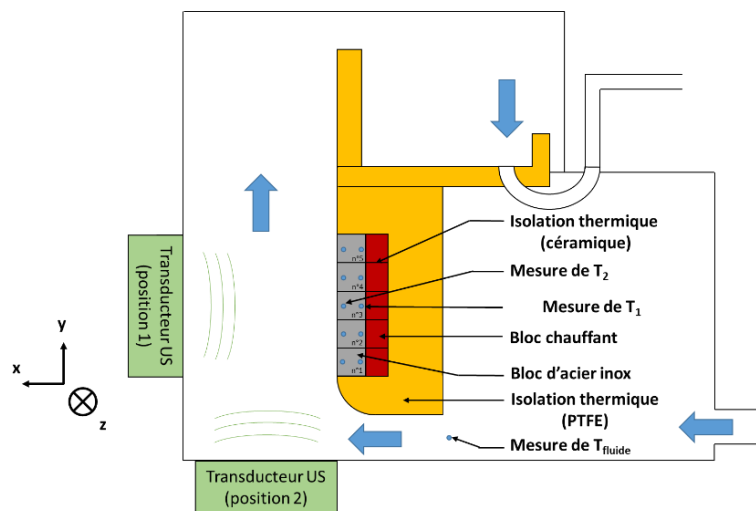


Figure 1 : Schéma de la section d'essais

Cette section d'essais est intégrée dans un circuit hydraulique permettant de contrôler et mesurer le débit, grâce à une vanne de réglage et un débitmètre Krohne Waterflux 3100W. Le fluide est mis en circulation par une pompe Iwaki MX 251 CV5-E. La température d'entrée est également contrôlée, grâce à un échangeur à plaques, refroidi par de l'eau dont la température est maîtrisée.

Pour l'ensemble des essais, les caractéristiques de l'écoulement sont les mêmes et présentées dans le tableau 1. Le choix a été fait d'un régime laminaire, pour lequel des travaux antérieurs ont démontré que l'intensification du transfert thermique par les ultrasons est la plus marquée [10].

Fluide utilisé	Température d'entrée	Vitesse de l'écoulement	Nombre de Reynolds	Nombre de Prandtl
-	°C	m.s^{-1}	-	-
Eau	20	$6,6 \times 10^{-3}$	1018	6,7

Tableau 1 : Caractéristiques de l'écoulement étudié

2.2. Caractérisation des transducteurs

Dans cette étude, deux fréquences ultrasonores différentes ont été utilisées, de façon à comparer les effets spécifiques des hautes et basses fréquences selon le positionnement du

transducteur par rapport à l'écoulement, mais également d'analyser les potentiels effets synergiques lorsque l'on associe cavitation et courant acoustiques.

Le transducteur ultrasonore de 25 kHz (BF), construit par Sinaptec, possède les mêmes dimensions que le transducteur ultrasonore de 2 MHz (HF) construit par Sonosys. Chaque émetteur mesure 160*160 mm², et possède une surface active de 100 mm², positionnée au centre. Chaque transducteur a été caractérisé afin d'identifier les effets induits par chacun. L'émetteur 2 MHz induit d'intenses courants acoustiques, mais aucun phénomène de cavitation n'a été observé, que ce soit au niveau chimique (caractérisation par oxydation de KI) ou mécanique (test de la feuille d'aluminium exposée pendant un temps donné à l'irradiation ultrasonore). L'émetteur 25 kHz, quant à lui, n'induit aucune activité chimique mesurée par oxydation de KI, mais le test de la feuille d'aluminium a permis de mettre en évidence la présence de cavitation acoustique avec des effets mécaniques intenses. En effet, la feuille d'aluminium, lorsqu'elle est soumise aux ultrasons à 25 kHz, subit une érosion rapide au bout de quelques dizaines de secondes.

De manière à assurer une comparaison pertinente, la puissance acoustique a été déterminée par méthode calorimétrique pour chacun des transducteurs. Ainsi, la puissance utilisée pour chaque émetteur est identique pour l'ensemble des essais, soit une puissance estimée de 105 W. Dans le cas de combinaisons de fréquence, la puissance totale s'en trouve donc doublée (105W à 25 kHz + 105W à 2 MHz).

2.3. Configurations étudiées

Comme développé dans la présentation de la section d'essais, les ultrasons peuvent être émis selon deux directions : soit perpendiculairement à l'écoulement (position 1), soit colinéairement à l'écoulement (position 2) tel qu'indiqué sur la figure 1. De plus, il est possible de combiner les deux champs ultrasonores. Cela offre donc 6 configurations différentes possibles, présentées dans le tableau 2 :

Configuration n°	1	2	3	4	5	6
position 1	25 kHz 105W	25 kHz 0W	25 kHz 105W	2MHz 105W	2MHz 0W	2MHz 105W
position 2	2MHz 0W	2MHz 105W	2MHz 105W	25 kHz 0W	25 kHz 105W	25 kHz 105W

Tableau 2 : Configurations des transducteurs

2.4. Méthodes de calcul des coefficients de transfert thermique locaux

Comme mentionné précédemment, les températures mesurées par les thermocouples placés de part et d'autre de chaque bloc chauffant permettent de calculer le coefficient de transfert thermique. Pour cela, il est nécessaire de calculer le flux de chaleur, d'après la loi de Fourier monodimensionnelle (ici selon l'axe x), entre ces deux points de mesures :

$$\phi = \frac{\lambda_{acier\ inox}}{e_{T_1-T_2}} \times S \times (T_1 - T_2) \quad (1)$$

Connaissant la distance entre la mesure de température en proche paroi et la paroi ($e_{T_1-T_w}$), il est possible de calculer la température en paroi, à partir du flux de chaleur calculé précédemment :

$$T_w = T_1 - \frac{\phi \times e_{T_1-T_w}}{\lambda_{acier\ inox} \times S} \quad (2)$$

Enfin, d'après la température de paroi de chaque bloc, et la température du fluide, il est possible de déterminer le coefficient de transfert de chaleur local pour chaque bloc :

$$h = \frac{\phi}{S \times (T_w - T_{fluide})} \quad (3)$$

Par ailleurs, l'amélioration du transfert thermique est quantifiée par le facteur d'intensification HTEF (*Heat Transfer Enhancement Factor*), calculé ainsi :

$$HTEF = \frac{h_{avec\ us} - h_{sans\ us}}{h_{sans\ us}} \quad (4)$$

Les barres d'erreurs présentes pour chaque résultat correspondent à l'écart-type calculé sur 6 essais avec des conditions initiales identiques.

3. Résultats et discussions

3.1. Caractérisation thermique silencieuse

Au sein d'un écoulement, le transfert thermique tend à diminuer avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite le long de la paroi chauffante (selon l'axe y), jusqu'à atteindre une position pour laquelle la température de la paroi d'échange devient stable. A partir de cette position, l'écoulement est dit thermiquement établi. Dans le cas d'un écoulement plan, en développement thermique et hydrodynamique, le coefficient d'échange peut être évalué grâce à la corrélation de Shah et Bhatti [13].

Les coefficients de transferts thermiques obtenus expérimentalement sont supérieurs aux valeurs calculées grâce à la corrélation. Cette différence peut s'expliquer entre autres par la géométrie particulière de la section d'essais et par les effets d'entrée subis par le fluide pouvant ainsi favoriser les transferts thermiques pariétaux. Cependant, l'évolution spatiale des valeurs observées selon l'axe y est qualitativement conforme à celle donnée par la corrélation de Shah et Bhatti, avec une diminution des coefficients de transfert thermique le long de la paroi, jusqu'à atteindre la stabilisation, et ainsi un établissement thermique de l'écoulement, à partir des blocs chauffants 4 et 5.

3.2. Influence d'un champ ultrasonore basse fréquence seul (25 kHz)

La figure 2 permet d'analyser l'influence des ultrasons de basse fréquence sur le transfert thermique. Ainsi, l'intensification du transfert induit à 25 kHz est notable quelle que soit l'orientation du transducteur (configuration n°1 et n°5). En effet, l'évolution du transfert thermique le long de la paroi est semblable, que le champ ultrasonore soit perpendiculaire ou colinéaire à l'écoulement. Si l'on considère les blocs 4 et 5, où la température de paroi est établie, le facteur d'intensification du transfert thermique est respectivement de 100% et 127% dans la configuration 1 et de 97% et 134% dans la configuration 5. L'évolution spatiale du coefficient de transfert thermique peut s'expliquer par une répartition non uniforme de la turbulence induite par les effets ultrasonores, telle que suggérée par des essais préliminaires de PIV (Particle Image Velocimetry), non présentés dans cet article.

3.3. Influence d'un champ ultrasonore haute fréquence seul (2 MHz)

Concernant les ultrasons de haute fréquence, leur influence sur le coefficient de transfert thermique au sein de cette section d'essais est présentée sur la figure 3. Lorsque le champ ultrasonore produit par le transducteur est perpendiculaire à l'écoulement, (configuration n°4),

le transfert thermique est amélioré de façon homogène (à l'exception du bloc 1) par rapport au régime silencieux. Si l'on considère les blocs 4 et 5, le facteur d'intensification est de 64% et 63%, respectivement ce qui traduit une intensification moins marquée qu'à 25 kHz pour une même puissance ultrasonore dans une configuration similaire. D'autre part, lorsque le champ ultrasonore haute fréquence est colinéaire à l'écoulement, (configuration n°2), il n'a plus aucune influence sur le transfert thermique pariétal. En effet, les coefficients de transfert thermique sont dans ce cas identiques en régime ultrasonore et en régime silencieux, aux écarts-type près. Cela peut s'expliquer par le fait que la surface active des transducteurs est positionnée au centre, et ne recouvre pas l'ensemble du transducteur. Ainsi les ultrasons ne sont donc pas émis sur toute la largeur du canal mais principalement au cœur de l'écoulement, et ne viennent donc pas perturber, a priori, la couche limite.

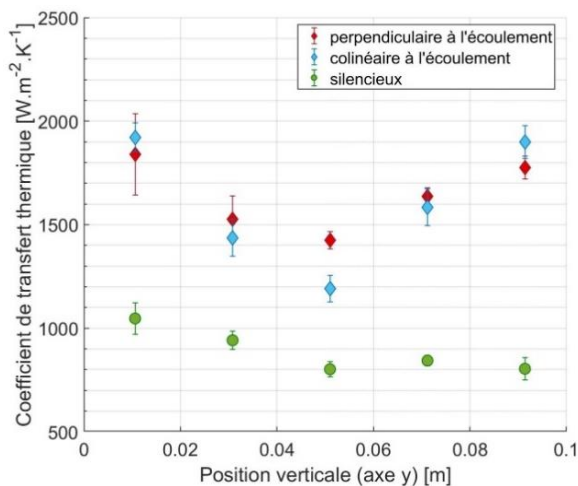


Figure 2 : Influence de l'orientation du champ ultrasonore BF ($f=25kHz$, $P_{US} = 105 W$)

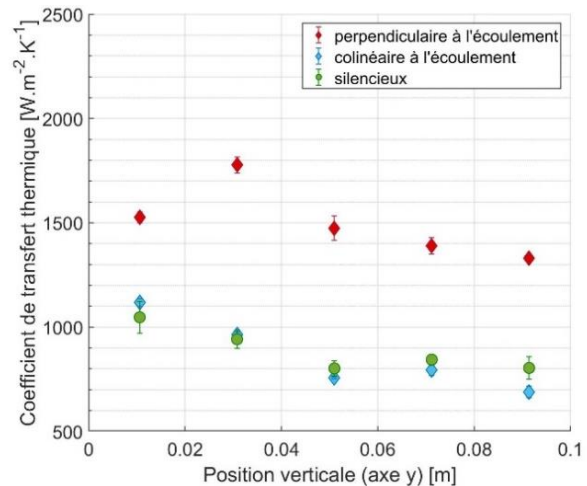


Figure 3 : Influence de l'orientation du champ ultrasonore HF ($f=2MHz$, $P_{US} = 105 W$)

3.4. Influence de la combinaison de deux champs ultrasonores (25 kHz + 2 MHz)

L'intérêt principal de cette étude porte sur la combinaison de champs ultrasonores présentant des effets bien distincts sur l'hydrodynamique, ainsi que sur le transfert thermique pour un écoulement donné. Dans cette section d'essais, il est possible de combiner les champs selon deux configurations (n°3 et n°6). Les coefficients de transfert thermique le long de la paroi chauffante pour chaque configuration sont présentés sur la figure 4.

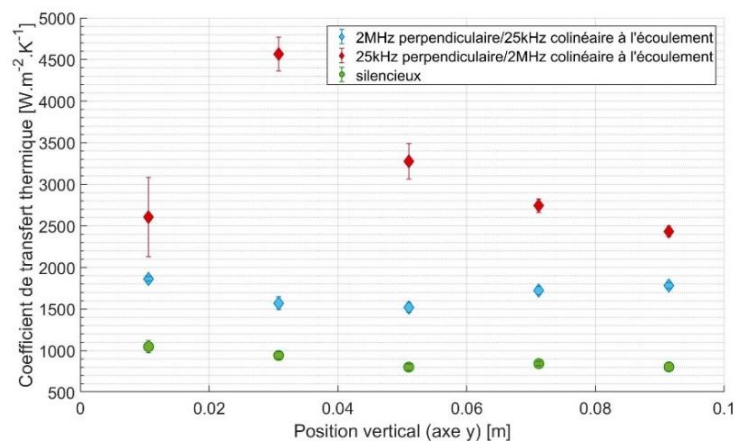


Figure 4 : Influence de la combinaison de deux champs ultrasonores sur le transfert thermique

Lorsque les ultrasons de basse fréquence sont émis perpendiculairement à l'écoulement et donc les ondes ultrasonores haute fréquence colinéairement (configuration n°3), le transfert thermique est amélioré significativement par rapport au régime silencieux. L'intensification la plus importante se trouve au niveau du bloc 2, avec une valeur de 365%. Au niveau des blocs 4 et 5, le facteur d'intensification est de 216% et 186%, respectivement. Par ailleurs, dans la configuration inverse (n°6), bien que l'amélioration du transfert thermique soit notable, les valeurs des coefficients de transfert thermique obtenues restent proches des résultats observés avec les ultrasons à 25 kHz seuls. En effet, le facteur d'intensification est de 97% au niveau du bloc 4 et de 109% pour le bloc 5.

L'intensification du transfert thermique par les ultrasons peut être appréciée à l'aide du facteur d'intensification du transfert thermique (HTEF). Les figures 5 et 6 présentent les HTEF obtenus pour chaque configuration mono-fréquence (1, 2, 4 et 5). De plus, la somme arithmétique de leurs HTEF dans le cas des combinaisons (1+2) et (4+5) est comparée aux résultats des configurations bi-fréquences (3 et 6) respectivement. Ces résultats sont présentés pour les blocs 4 et 5.

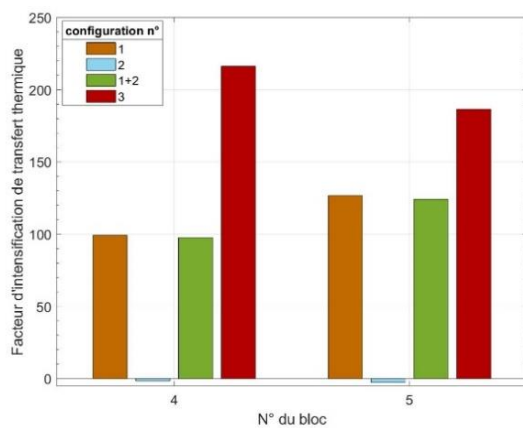


Figure 5 : Facteur d'intensification pour les configurations 1,2 et 3

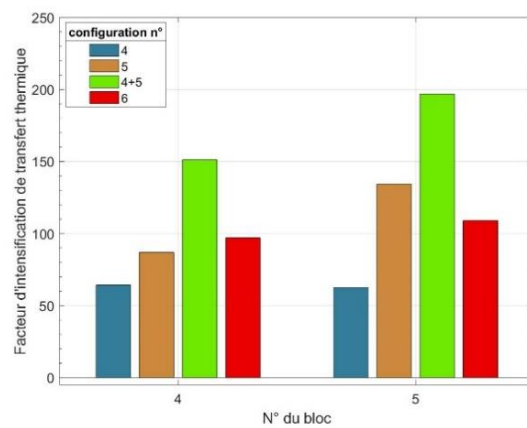


Figure 6 : Facteur d'intensification pour les configurations 4,5 et 6

Il apparaît clairement que la configuration n° 3, correspondant à un champ ultrasonore combiné 25 kHz perpendiculaire + 2 MHz colinéaire, conduit au niveau d'intensification le plus élevé. De plus, le résultat obtenu est supérieur à la somme des facteurs d'intensification mono-fréquence, mettant ainsi en évidence un effet synergique dans le cas de cette configuration bi-fréquence. D'autre part, dans le cas de la configuration 6, où les hautes fréquences sont perpendiculaires, et les basses fréquences colinéaires à l'écoulement, le facteur d'intensification observé n'est pas plus important que lors de l'utilisation d'un champ ultrasonore basse fréquence seul. Cette combinaison donne un résultat moins bon que la somme des intensifications induites par chacun des champs ultrasonores dans cette configuration et semble donc antagoniste. De même, il est évident que la configuration n°2 qui fait intervenir un champ ultrasonore de haute fréquence seul à 2 MHz colinéairement à l'écoulement illustre l'absence d'interaction avec la couche limite. Dans la mesure où les courants acoustiques sont ici générés au cœur de l'écoulement, ceci justifie l'absence d'intensification thermique. La présence de ce même champ émis perpendiculairement à l'écoulement (configuration n°4) conduit à une intensification du transfert thermique, confirmant ainsi la dimension convective des effets associés à cette fréquence et l'importance de la direction de ces courants acoustiques afin de modifier la structure de l'écoulement au sein de la couche limite. La même comparaison entre les configurations 1 et 5 amène à considérer un niveau d'intensification thermique indépendant de la position de l'émetteur basse fréquence, laissant à penser que la présence de cavitation n'est pas ici affectée par le positionnement de celui-ci.

4. Conclusions

Ces travaux ont permis de montrer que la combinaison de deux champs ultrasonores fonctionnant à des fréquences distinctes (25 kHz et 2 MHz), dans le cas d'un écoulement en convection forcée, peut mener à un effet synergique de l'intensification du transfert thermique. Cette amélioration semble cependant conditionnée à l'orientation du champ ultrasonore par rapport à l'écoulement.

Dans ce travail, c'est l'utilisation d'un champ ultrasonore basse fréquence perpendiculaire à l'écoulement combiné à un champ ultrasonore haute fréquence colinéaire à l'écoulement (config. n°3) qui permet d'obtenir le meilleur niveau d'intensification. La combinaison d'effets physiques de nature différente apparaît donc comme une possibilité intéressante et originale pour accentuer l'intensification du transfert thermique en présence d'ondes ultrasonores.

Ces résultats fournissent une approche innovante pour le développement d'échangeur de chaleur amélioré par ultrasons, en utilisant de façon adaptée la combinaison de champs ultrasonores pour intensifier le transfert thermique.

Références

- [1] B. Tajik, A. Abbassi, M. Saffar-Avval, A. Abdullah, H. Mohammad-Abadi, Heat transfer enhancement by acoustic streaming in a closed cylindrical enclosure filled with water, *Int. J. Heat Mass Transfer* 60 (2013) 230-235
- [2] Bergles, P. Newell, The influence of ultrasonic vibration on heat transfer to water flowing annuli, *Int. J. Heat Mass Transfer* 8 (1965) 1273–2180.
- [3] N. Gondrexon, Y. Rousselet, M. Legay, P. Boldo, S.L. Person, A. Bontemps, Intensification of heat transfer process: improvement of shell-and-tube heat exchanger performances by means of ultrasound, *Chem. Eng. Process.* 49 (2010) 936–942.
- [4] M. Legay, B. Simony, P. Boldo, N. Gondrexon, S. Le Person, A. Bontemps, Improvement of heat transfer by means of ultrasound: application to a double-tube heat exchanger, *Ultras. Sonochem.* 19 (2012) 1194–1200.
- [5] T.G. Leighton, *The acoustic bubble*, Academic press (1994).
- [6] M. Barthès, G. Mazue, D. Bonnet, R. Viennet, J. Hihn, Y. Bailly, Characterization of the activity of ultrasound emitted in a perpendicular liquid flow using Particle Image Velocimetry (PIV) and electrochemical mass transfer measurements, *Ultrasonics* 59 (2015) 72–78.
- [7] S. Nomura, M. Nakagawa, Ultrasound enhancement of heat transfer on narrow surface, *Heat Transfer – Japanese research*, 22, 6 (1993) 546-558
- [8] M. Rahimi, M. Abolhasani, N. Azimi, High frequency ultrasound penetration through concentric tubes: illustrating cooling effects and cavitation intensity, *Heat Mass Transf.* 51 (2015) 587–599.
- [9] O. Bulliard-Sauret, S. Ferrouillat, L. Vignal, A. Memponteil, N. Gondrexon, Heat transfert enhancement using 2 MHz ultrasound, *Ultras. Sonochem.* 39 (2017) 262-271.
- [10] O. Bulliard-Sauret, PhD thesis: *Étude expérimentale de l'intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée*. Université Grenoble Alpes, France (2016).
- [11] H. Yukawa, T. Hoshino, H. Saito, Effect of ultrasonic vibration on free convection heat transfer from inclined plate in water, *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, 1, 3 (1975) 229-234.
- [12] H. Barati, M. Mokhtari-Dizaji, H. Mozdarani, Z. Bathaie, Effect of exposure parameters on cavitation induced by low-level dual-frequency ultrasound, *Ultras. Sonochem.* 14 (2007) 783-789
- [13] R. K. Shah, M.S. Bhatti, Laminar convection heat transfer in ducts, *Handbook of single-phase convective heat transfer* (1987)

Ecoulement et transferts de chaleur d'un jet d'air annulaire en impact

Matthieu FÉNOT, Romain LANTIER, Yassine AHMIMACHE, Eva DORIGNAC

Institut Pprime - CNRS, ENSMA, Université de Poitiers, Département Fluides, Thermique, Combustion
1, avenue Clément Ader - BP 40109, 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex - France

Résumé – Dans le cadre de l'amélioration des transferts de chaleur des jets en impact, la forme de l'injection est un paramètre clé. Les résultats obtenus dans la présente étude montrent que des jets annulaires entraînent une nette amélioration des transferts de chaleur pour de faibles distances d'impact. Les mesures de vitesse ont permis d'expliquer ce phénomène par la création de structures tourbillonnaires convectées en très proche paroi. A plus grande distance d'impact par contre, les structures tourbillonnaires ne peuvent atteindre la paroi et les effets sont donc réduits.

Nomenclature

D Diamètre du jet, m
 D_{int} Diamètre intérieur des jets annulaires, m
 H Distance d'impact entre la sortie du jet et la plaque d'impact, m
 h_{conv} Coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
 T Température, K
 e_p Epaisseur de la plaque d'impact, m
 r Position radiale, m
 u_x Vitesse axiale de l'écoulement, $m.s^{-1}$
 u_r Vitesse radiale de l'écoulement, $m.s^{-1}$

Symboles grecs

φ Densité de flux, $W.m^{-2}$
 η Efficacité ($\eta = (T_{\text{ad}} - T_{\infty}) / (T_j - T_{\infty})$)
 ε_p Emissivité de la plaque d'impact

Indices et exposants

conv Convection en face avant
 p Paroi en face avant
 ∞ Relatif à l'ambiante
 j Relatif au jet en sortie d'injecteur
 ad Relatif à la paroi adiabatique

1. Introduction

Dans de nombreux domaines de l'industrie, allant du refroidissement de l'électronique ou des moteurs électriques à celui des aubes de turbines de turboréacteurs, l'impact de jets est une technique régulièrement utilisée. Cela est dû aux importants transferts de chaleur résultants. Néanmoins, l'amélioration de ces transferts reste un enjeu important. Pour ce faire, la géométrie de l'injecteur semble être un des paramètres clés. Plusieurs auteurs ont travaillé sur ce paramètre pour tenter d'améliorer les transferts : Lee et Lee [1] ont étudié une buse elliptique, Colucci and Viskanta [2] une injection « hyperbolique », Herrero and Buchlin [3] se sont intéressés aux buses lobées. Bien que la plupart de ces auteurs notent une amélioration, au moins locale, des transferts, celle-ci reste souvent limitée. Plus spécifiquement, plusieurs auteurs comme Bakirci and Bilen [4], Maki and Yabe [5], Yang et al. [6] ou Lee et al. [7] se sont intéressés aux transferts de chaleur dus à l'impact de jets annulaires et notent des transferts de chaleur relativement importants. Cependant, la plupart de ces auteurs se limitent à l'étude des transferts thermiques sans étudier la dynamique de l'écoulement, seule à pouvoir expliquer les variations des transferts en paroi. De plus chacun de ces auteurs ne s'intéresse qu'à une configuration particulière de jet annulaire.

La présente étude vise à étudier à la fois la dynamique et les transferts de chaleur de jets annulaires chauffés (par rapport à l'environnement) en faisant varier le diamètre intérieur de ces jets. L'influence de la distance d'impact sera aussi analysée.

2. Dispositif expérimental

Les figures 1 et 2 présentent le schéma du montage et la configuration d'étude. L'écoulement est produit par l'air comprimé du laboratoire à une pression de 9 bars en amont du détendeur. Le réglage du débit se fait par une vanne et un détendeur tandis que sa mesure s'effectue grâce à un col sonique et une prise de pression. Un réchauffeur électrique permet de fixer la température de l'air qui est mesurée peu avant l'injection dans une chambre de tranquillisation. Pour toutes les configurations présentées ci-après, sa valeur est fixée à 50 °C.

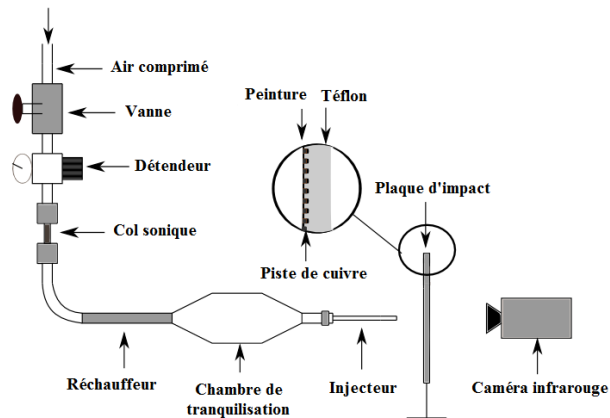


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

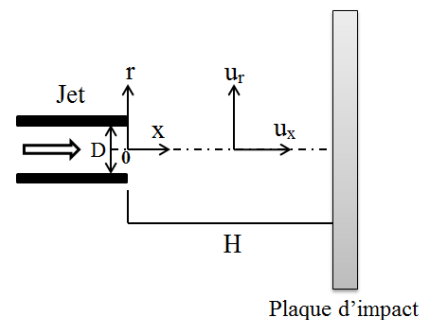


Figure 2: Position du jet, de la plaque d'impact et direction des composants de la vitesse

L'injection est constituée d'un tube de diamètre intérieur $D = 30$ mm et de longueur suffisante ($>20D$) pour obtenir un profil établi à l'extrémité du tube. Cette configuration d'injection tubulaire servira de référence aussi bien du point de vue aérodynamique que thermique. Le débit d'air est fixé égal à 10,5 g/s correspondant à un nombre de Reynolds d'injection égale à 23000. Ce nombre de Reynolds est généralement pris comme référence dans de nombreuses publications. Pour les jets annulaires, des « obstacles » (présentés en figure 3) sont insérés à l'extrémité du tube d'injection. Ces « obstacles » sont des cylindres pleins dont le diamètre extérieur correspond au diamètre intérieur des jets annulaires (noté D_{int}). Ces diamètres sont de 10 mm et 15 mm. La longueur des obstacles est de 5 cm. Ces cylindres sont maintenus en place par 8 « ailettes » d'épaisseur 0,75 mm.

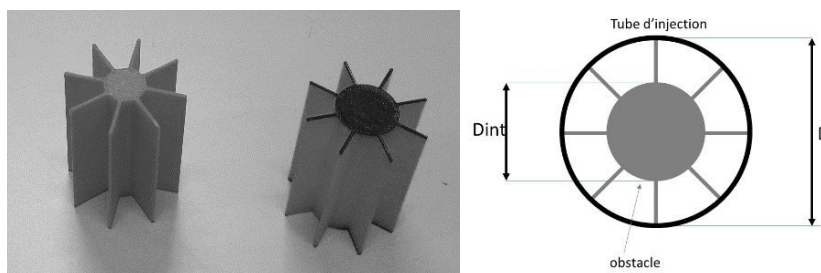


Figure 3 : Exemples d'« obstacles »

L'écoulement en sortie du jet vient directement en impact sur une plaque chauffante perpendiculaire à l'axe du jet, placée à la distance d'impact H (Figure 2) de l'injecteur. La plaque d'impact est une paroi de verre-époxy recouverte de pistes de cuivre permettant le chauffage. Elle est d'une épaisseur e_p de 1,6 mm. Cette plaque est ensuite recouverte d'une peinture noire de forte émissivité ϵ_p égale à $0,95 \pm 0,02$ (la mesure de l'émissivité étant réalisée

sur un banc spécifique par comparaison entre une mesure de température par camera et une par thermocouple).

2.1. Mesure de vitesse

Les mesures de vitesse sont réalisées par PIV (Vélocimétrie par Images de Particules). L'éclairage est réalisé par un laser Nd-Yag avec une longueur d'onde de 532 nm et une fréquence d'acquisition de 2 kHz. La caméra utilisée a une résolution spatiale de 1024 x 1024 pixels. L'ensemencement est réalisé entre la chambre de tranquillisation et l'injection grâce à un générateur de gouttelettes d'huiles (diamètre moyen d'environ 1 μm). Pour chaque configuration de mesure, 3000 couples d'images sont enregistrés. Le champ de vitesse est déterminé grâce au programme Davis 7.2. Après la suppression du bruit de fond, le calcul de vitesse est effectué par inter-corrélation à trois passes (64 x 64, 32 x 32 et 16 x 16) avec un taux de recouvrement de 50% x 50%. Enfin, les vecteurs vitesse erronés sont éliminés. Pour les jets annulaires, les plans des mesures PIV sont réalisés le plus loin possible des plans des « ailettes » de maintien.

2.2. Mesure de transfert de chaleur

La mesure des transferts résultant de l'impact de l'écoulement sur la plaque est réalisée en combinant le chauffage électrique de la paroi à une mesure de température par caméra infrarouge en face arrière. De plus, étant donné que les températures du jet et ambiante sont différentes, une méthode permettant de mesurer à la fois le coefficient d'échange h_{conv} et la température de référence (correspondant à la température adiabatique de paroi T_{ad}) a été utilisée. Pour une configuration étudiée, nous réalisons plusieurs mesures en injectant une densité de flux électrique différente pour chaque mesure. Pour chacune de ces densités de flux électrique injectées, nous estimons la densité de flux échangée en face avant par convection Φ_{conv} et la température de la paroi en face avant T_{p} . Le flux Φ_{conv} est obtenu à partir de la densité de flux électrique dont sont déduites les densités des flux radiatifs avant et arrière et la densité de flux convectif arrière. Les flux radiatifs sont calculés en assimilant l'environnement à un corps noir à température uniforme. Le flux convectif en face arrière est déterminé par une mesure spécifique réalisée sans impact de jet.

La température en face arrière est mesurée par caméra infrarouge, une moyenne est réalisée sur 500 images en 10 secondes afin de réduire le bruit de mesure. Un calcul conductif permet de remonter à la température de la paroi en face avant.

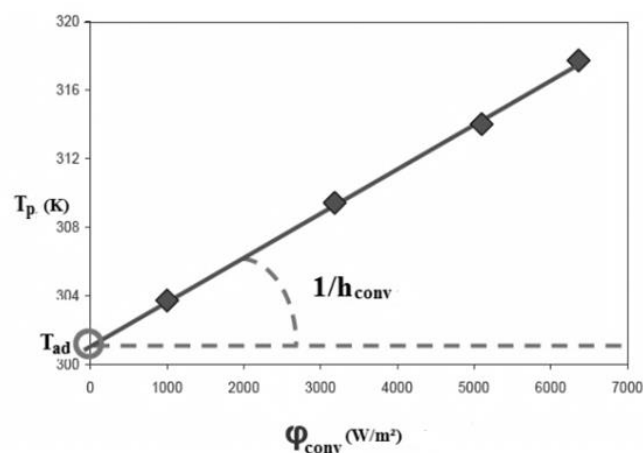


Figure 4 : Détermination d'un couple (h_{conv} , T_{ad}) par une régression linéaire réalisée à partir de quatre points

Avec quatre densités de flux électrique injectées, nous obtenons quatre couples (Φ_{conv} , T_{p}) et réalisons ensuite une régression linéaire simple à partir de ces couples (Φ_{conv} , T_{p}) afin d'obtenir

h_{conv} et T_{ad} en chaque position de la plaque d'impact. $1/h_{\text{conv}}$ est la pente de la droite et T_{ad} est l'ordonnée à l'origine de la droite de régression (Figure 4).

A des fins de comparaison, la température adiabatique est adimensionnée sous forme d'une efficacité η ($= (T_{\text{ad}} - T_{\infty}) / (T_j - T_{\infty})$). Du fait de la quasi axisymétrie de l'écoulement, h_{conv} et η sont ensuite moyennés azimuthalement afin d'obtenir des profils uniquement dépendant de la distance au centre de la plaque d'impact r/D , tels que présentés en figure 7 par exemple.

Une approche statistique [8] est utilisée pour estimer l'incertitude expérimentale et les incertitudes globales du coefficient d'échange et de l'efficacité ne dépassent pas 9% et 5% (avec un niveau de confiance de 95%).

3. Résultats

Avant de présenter les résultats aérodynamiques et thermiques, on rappelle la position du jet, de la plaque d'impact et la direction de la vitesse axiale u_x et de la vitesse radiale u_r selon la Figure 2. Les résultats dynamiques sont adimensionnés par rapport à la vitesse moyenne d'injection de l'injection tubulaire $U_j = 13,2$ m/s. Cette dernière est déterminée à partir de la mesure du débit réalisée avant l'injecteur. La température du jet est fixée à 50 °C et la température ambiante à 20 °C.

3.1. Faibles distances d'impact ($H/D = 1$)

La figure 5 présente la norme de la vitesse moyenne pour une faible distance d'impact ($H/D = 1$) pour un jet issu d'un tube (a), notre configuration de référence, et pour un jet annulaire de diamètre intérieur $D_{\text{int}} = 10$ mm (b). L'écoulement de l'autre jet annulaire ($D_{\text{int}} = 15$ mm) est très semblable à ce dernier et n'a donc pas été représenté. La figure 6, quant à elle, présente les champs de vitesse rms radiale adimensionnée pour les mêmes configurations.

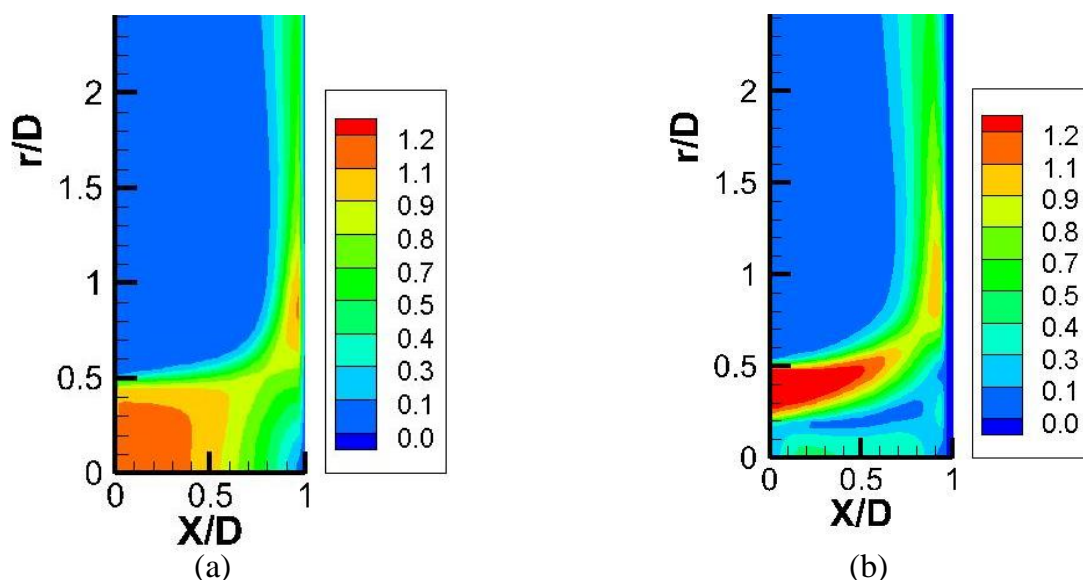


Figure 5 : Norme de la vitesse moyenne adimensionnée $H/D = 1$: (a) Injection tubulaire (b) injection annulaire $D_{\text{int}} = 10$ mm

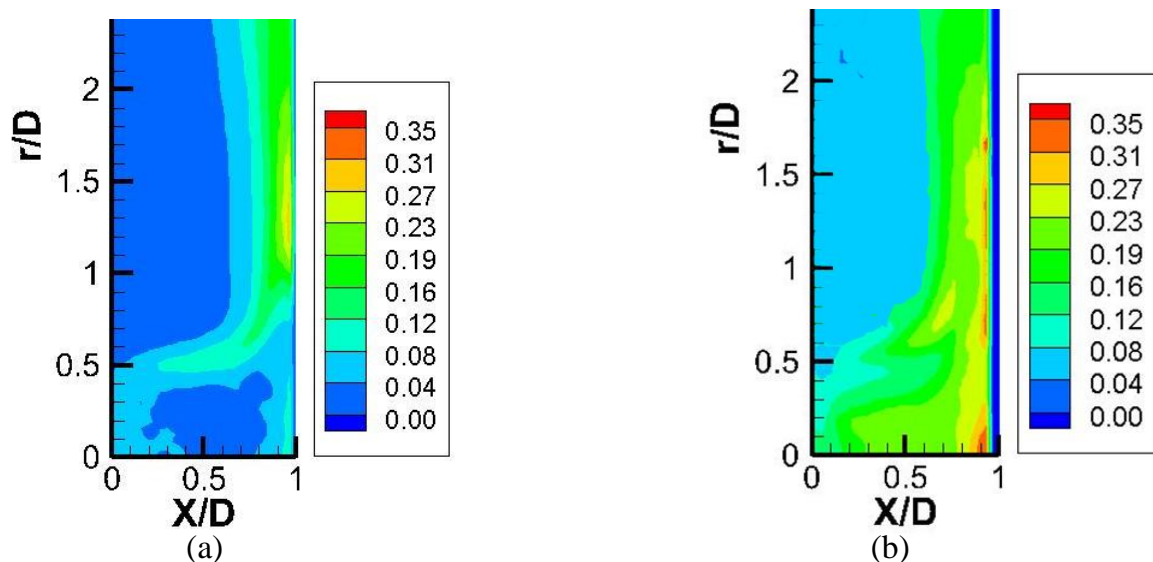


Figure 6 : Champs de Vitesse rms radiale adimensionnée $H/D = 1$: (a) Injection tubulaire (b) injection annulaire $D_{int} = 10$ mm

Dans le cadre du jet des figures 5 a et 6 a, nous retrouvons un écoulement « classique » de jet en impact issu d'un tube. A l'injection, la vitesse au centre du jet est légèrement supérieure à U_j . Du fait de la faible distance d'impact, le jet est affecté par la présence de la paroi dès sa sortie et est presque immédiatement dévié. Un second maximum de vitesse est constaté près de la paroi pour $r/D \approx 0,8$. En périphérie du jet se forme une couche de cisaillement visible au gradient de vitesse pour $r/D \approx 0,5$ en figure 5 a et surtout aux fluctuations de vitesse de la figure 6 a. Cette couche de cisaillement se rapproche de la paroi et interagit avec elle, ce qui provoque le pic de fluctuations en $r/D \approx 1,2$ (figure 6 a).

Dans le cas du jet annulaire (figures 5 b et 6 b), l'injection du jet se fait pour $0,16 < r/D < 0,5$, créant dans la zone $r/D < 0,15$, une zone de recirculation marquée par de faibles vitesses (figure 5) et de fortes fluctuations (figure 6). Le maximum de vitesse moyenne près de la paroi se situe dans la même zone que pour l'injection tubulaire mais le jet annulaire semble notablement plus épais ce qui indiquerait un entrainement plus important de l'air ambiant. De plus, le jet annulaire présente deux couches de cisaillement, l'une similaire à celle de la configuration de référence et l'autre dans sa partie centrale ($r/D \approx 0,15$ à l'injection). Cette seconde couche de cisaillement semble « aspirée » sous le jet et est sans doute à l'origine des fortes valeurs de fluctuations qui s'étendent de $r/D = 0,5$ à $1,8$ en proche paroi.

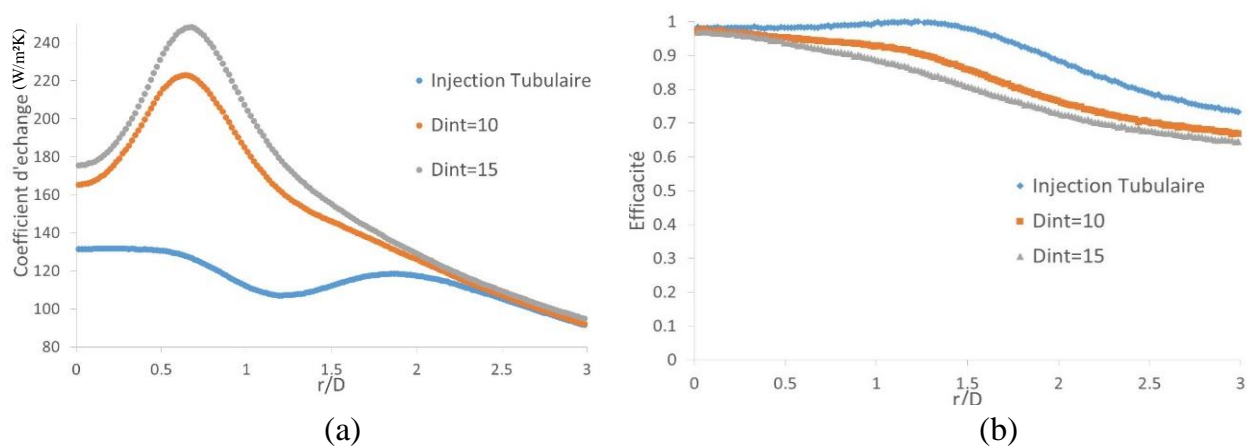


Figure 7 : Distribution radiale pour $H/D=1$ du coefficient d'échange (a) et de l'efficacité (b)

Les transferts de chaleur résultants sont présentés en figure 7. En figure 7a, on retrouve le profil classique de variation du coefficient d'échange pour une injection tubulaire. Une zone quasi constante jusqu'à $r/D = 0,65$ correspondant au maximum de transfert suivie d'une décroissance et d'un second « pic » d'une valeur très légèrement inférieure. Ce dernier correspond à la zone de fortes fluctuations constatées en proche paroi en figure 6 a. Il s'agit du résultat de l'interaction entre la couche de cisaillement et la paroi. Par la suite le coefficient d'échange décroît à nouveau. Les variations du coefficient d'échange pour les deux jets annulaires sont bien différentes. Tout d'abord, on peut noter des valeurs beaucoup plus grandes pour $r/D < 2,5$ que dans le cas de référence. Cette différence peut atteindre +80% autour de $r/D \approx 0,65$. L'écart se réduit par la suite et les courbes sont confondues pour $r/D > 2,5$. De plus, les profils sont radicalement différents, avec un minimum en $r/D = 0$, suivi d'une augmentation et d'un maximum en $r/D \approx 0,65$ puis d'une décroissance. La zone de très fort transfert de chaleur ($r/D < 2$) correspond à celle présentant de fortes fluctuations en paroi (figure 6 b). On peut donc supposer que ce sont les structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement « centrale » du jet annulaire qui sont entraînées en proche paroi et provoquent cette forte augmentation. Le pic proprement dit semble correspondre à une zone de fortes vitesses (figure 5 b) et de fortes fluctuations (figure 6 b).

Concernant l'efficacité (figure 7 b), pour le jet de référence, on constate un palier jusqu'à $r/D = 1,5$ correspondant à une zone où l'écoulement de proche paroi conserve la température d'injection du jet. En effet, du fait de la faible distance d'impact, l'air ambiant, plus froid, n'a pu être entraîné jusqu'à la paroi. C'est donc le jet qui impose sa température à l'écoulement. Par la suite, les structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement s'approchent de la paroi et entraînent de l'air extérieur jusqu'à elle ce qui provoque la décroissance de l'efficacité visible à partir de $r/D \approx 1,5$. Pour les jets annulaires, l'efficacité chute dès $r/D = 0$, ce qui semble indiquer que de l'air extérieur est entraîné jusqu'au cœur de la zone tourbillonnaire. Cependant, c'est à partir de $r/D \approx 1,2$ que l'on constate une plus forte décroissance, sans doute pour les mêmes raisons que pour le jet de référence : les structures tourbillonnaires (de la couche de cisaillement externe) qui s'approchent de la paroi.

Les « effets » sont légèrement exacerbés pour le jet annulaire lorsque l'on augmente le diamètre intérieur : la valeur du coefficient d'échange est légèrement augmentée dans la zone centrale ($r/D < 2$) et l'efficacité diminue plus vite. Cependant, les variations sont globalement les mêmes pour les deux jets annulaires.

3.2. Grandes distances d'impact ($H/D=5$)

Pour une plus grande distance d'impact, les jets peuvent se développer plus largement avant d'atteindre la paroi. Ainsi, pour la configuration de référence (figure 8 a et 9 a), nous pouvons noter le développement de la couche de cisaillement et la disparition progressive du « cœur potentiel ». On peut noter également des vitesses moyennes en paroi plus faibles que dans le cas $H/D = 1$ pour $r/D \approx 1$ et l'absence d'une zone de fortes fluctuations pour $r/D \approx 1,2$. Ces deux différences étant habituellement attribuées à une interaction moindre entre les structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement et la paroi. Dans le cas du jet annulaire présenté en figure 8 b et 9 b, l'écoulement reste différent de celui du jet de référence jusqu'à $X/D \approx 2$. Plus près de la paroi, si des différences subsistent, on note une plus forte ressemblance des champs de vitesse moyenne comme rms.

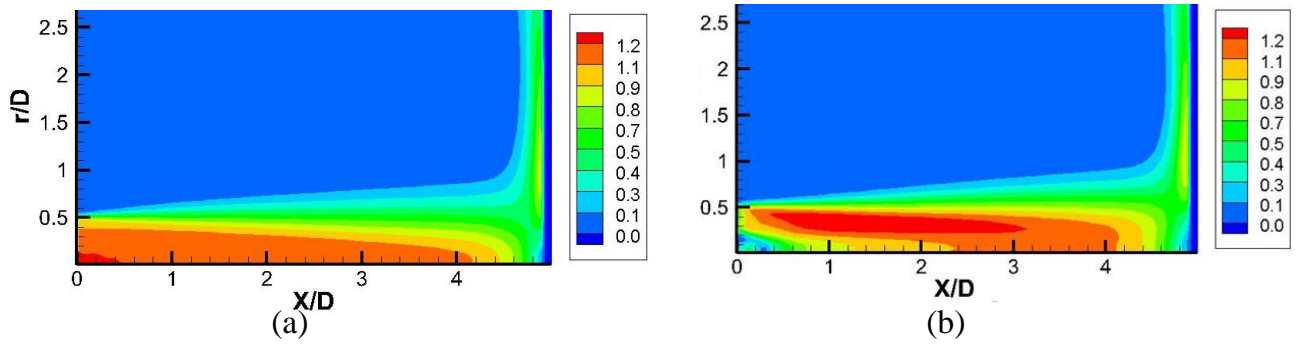


Figure 8 : Norme de la vitesse moyenne adimensionnée par U_j , $H/D=5$: (a) Injection tubulaire (b) injection annulaire $D_{int}=10\text{mm}$

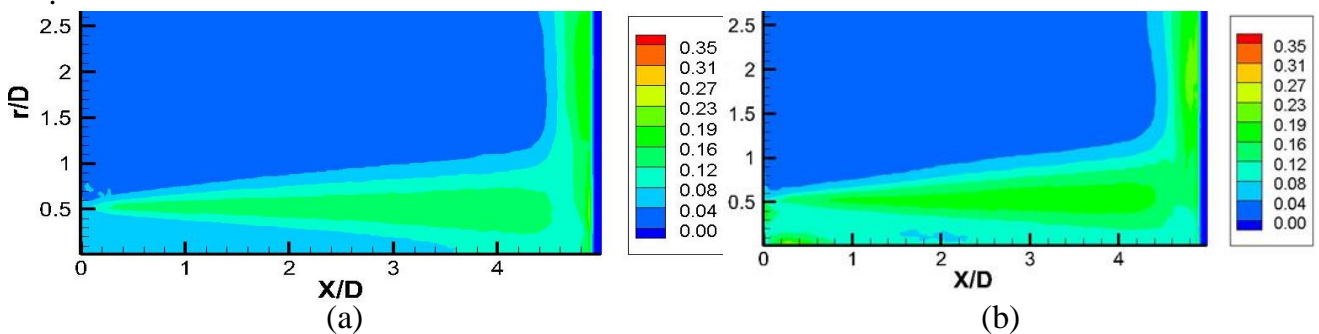


Figure 9 : Champs de Vitesse rms radiale adimensionnée, $H/D = 5$: (a) Injection tubulaire (b) injection annulaire $D_{int} = 10\text{ mm}$

Cette similarité dans les écoulements de proche paroi se retrouve au niveau des transferts de chaleur. En effet, les variations du coefficient d'échange sont elles aussi très semblables pour les différents jets comme le montre la figure 10 a. Les trois profils présentent un maximum en $r/D = 0$ et une décroissance continue. De plus, les différences sont beaucoup moins marquées que pour $H/D = 1$ (moins de 15% d'écart).

Les variations de l'efficacité sont elles aussi très semblables. Les valeurs d'efficacité pour les jets annulaires restent globalement inférieures à celles du jet de référence sans doute du fait d'un entrainement plus important d'air ambiant avant l'impact probablement dans la zone proche de l'injection où les écoulements diffèrent plus notablement.

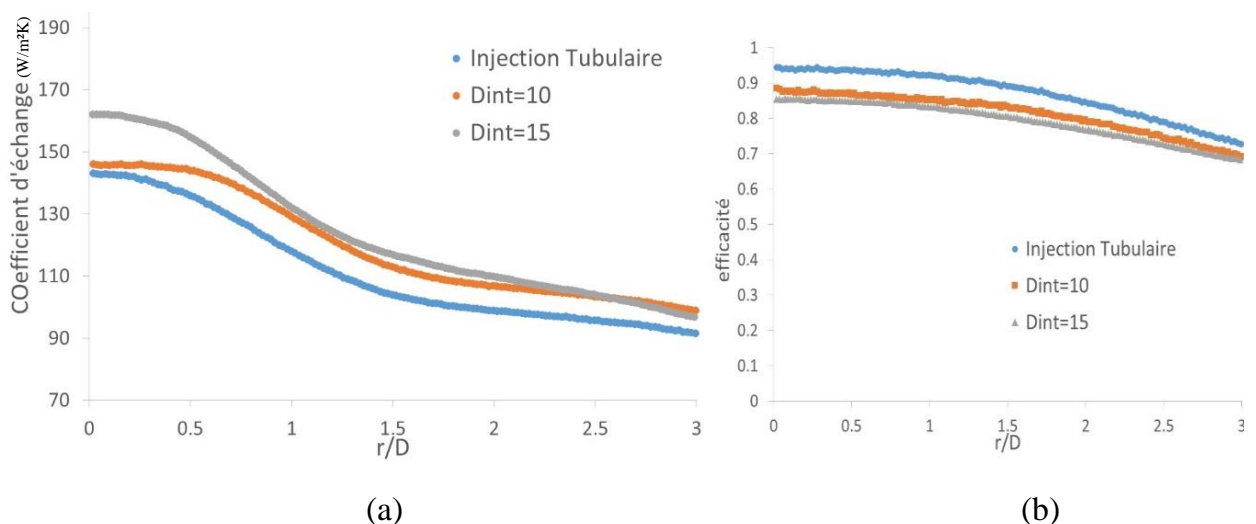


Figure 10 : Distribution radiale pour $H/D = 5$ du coefficient d'échange (a), de l'efficacité moyenne (b)

4. Conclusion

Les mesures dynamiques et thermiques réalisées sur un jet issu d'un tube et sur des jets annulaires ont montré que si, proche de l'injection les écoulements diffèrent notablement, ces différences s'estompent en s'éloignant de celle-ci. Le même constat peut être fait pour les transferts de chaleurs résultants. Ainsi pour une faible distance d'impact, les valeurs du coefficient d'échange sont notablement plus fortes pour les jets annulaires (du fait de la création de structures tourbillonnaires convectées en très proche paroi), alors qu'elles sont sensiblement les mêmes pour des distances plus grandes.

Références

- [1] J. Lee et S.-J. Lee, «The effect of nozzle aspect ratio on stagnation region heat transfer characteristics of elliptic impinging jet,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, n° 14, pp. 555-575, 2000.
- [2] D. Colucci et R. Viskanta, «Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 13, n° 11, pp. 71-80, 1996.
- [3] R. Herrero Martin et J. Buchlin, «Jet impingement heat transfer from lobed nozzles,» *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 50, n° 17, pp. 1199-1206, 2011.
- [4] K. Bakirci et K. Bilen, «Visualization of heat transfer for impinging swirl flow,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 32, n° 11, pp. 182-191, 2007.
- [5] H. Maki et A. Yabe, «Heat transfer by the annular impinging jet,» *Experimental Heat Transfer*, vol. 2, pp. 1-12, 1989.
- [6] H. Yang, T. Kim, T. Lu et K. Ichimiya, «Flow structure, wall pressure and heat transfer characteristics of impinging annular jet with/without steady swirling,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, n° 119-20, pp. 4092-4100, 2010.
- [7] D. Lee, S. Won, Y. Kim et Y. Chung, «Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, n° 11, pp. 223-227, 2002.
- [8] H. Coleman et G. Steele, "Experimentation and uncertainty analysis for engineers", Chichester, United Kingdom: Wiley-Interscience, 1999.

Modification des transferts de chaleur en convection naturelle par ajout d'un obstacle localisé

Paul CHORIN*, Florian MOREAU, Didier SAURY

Institut Pprime, UPR 3346

CNRS / ENSMA / Université de Poitiers

Téléport 2, 1 avenue Clément Ader, BP40109, F-86961 Futuroscope Cedex, France

*(auteur correspondant : paul.chorin@ensma.fr)

Résumé - Un écoulement de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée est perturbé par l'introduction d'un obstacle. Cet obstacle est de forme cylindrique, thermiquement isolant et positionné sur la paroi chaude. L'étude expérimentale est réalisée dans le plan vertical à mi-profondeur, l'objectif principal étant d'agir sur les transferts de chaleur. Des mesures de vitesse, de température et de transfert de chaleur locaux sont effectuées. Les résultats montrent que l'obstacle entraîne une déviation de l'écoulement à travers la zone thermiquement stratifiée. Cet écoulement dévié est alors refroidi, ce qui conduit à une augmentation des transferts en aval de l'obstacle de l'ordre de 8%.

Nomenclature

A_h	rapport de forme horizontal, $A_h = \frac{P}{L} = 1.167$	β	coefficient d'expansion thermique, K^{-1}
A_v	rapport de forme vertical, $A_v = \frac{H}{L} = 4$	ΔT	différence de température entre les parois isothermes, $T_c - T_f, K$
H	hauteur, m	ε	émissivité
l	longueur de l'OC, divisée par la hauteur H	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
L	largeur, m	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$Nu_{1D}(Z)$	nombre de Nusselt local, $Nu_{1D}(Z) = -\frac{\partial \theta}{\partial X}(Y = Y_{mid}, Z)$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
P	profondeur, m	θ	température adimensionnée, $\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T}$
Pr	nombre de Prandtl, $Pr = \nu/\alpha$	<i>Indices et exposants</i>	
Ra_H	nombre de Rayleigh basé sur la hauteur, $Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu\alpha}$	c	chaud
T	température, K	f	froid
T_0	température moyenne, $T_0 = \frac{1}{2}(T_c + T_f), K$	mid	relatif au plan à mi-profondeur
x, y, z	coordonnées physiques, m	p	paroi
X, Y, Z	coordonnées adimensionnées par H	ref	référence
<i>Symboles grecs</i>		<i>Abbréviations</i>	
α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	CDC	Cavité Différentiellement Chauffée
		OC	Obstacle Cylindrique

1. Introduction

La convection naturelle est présente dans la nature et aussi dans de nombreuses applications pratiques. Nous pouvons citer le domaine de l'habitable (confort thermique au sein d'une pièce, d'une voiture...), de l'électronique (refroidissement de composants thermiquement dissipateurs...) ou du nucléaire (refroidissement des cuves d'entreposage de déchets...). Dans ces cas, la convection naturelle se développe au sein d'une enceinte en partie ou totalement confinée. C'est pourquoi une des possibilités pour étudier ce phénomène est l'utilisation du modèle de la cavité différentiellement chauffée (CDC) : deux parois verticales opposées sont maintenues à des températures différentes, les autres parois étant ici considérées comme adiabatiques. Nous

utiliserons ce modèle dans une étude expérimentale et nous chercherons à modifier l'écoulement pouvant s'y développer au moyen d'un obstacle localisé. L'objectif principal sera d'agir sur les transferts de chaleur.

Plusieurs types de perturbations peuvent être utilisées pour agir sur les transferts de chaleur aux parois isothermes d'une CDC : mécanique [1], acoustique [2] ou encore thermique [3, 4]. Cependant, ces perturbations nécessitent un apport d'énergie additionnel. On peut alors choisir d'utiliser un système passif. Ainsi, l'utilisation d'un ou plusieurs linteaux positionnés sur la paroi chaude a été largement étudiée [5, 6, 7]. Dans cette étude nous avons choisi d'utiliser une perturbation de plus faible étendue spatiale, au travers d'un obstacle de forme cylindrique positionné sur la paroi chaude, dans le plan vertical à mi-profondeur de la cavité. À notre connaissance, seule une étude préliminaire a été réalisée avec ce type d'obstacle pour un écoulement de convection naturelle [8].

Nous allons tout d'abord présenter le dispositif expérimental et les moyens de métrologie mis en œuvre, puis nous nous intéresserons aux résultats obtenus en terme de modification de l'écoulement et des transferts de chaleur associés, avant de donner les principales conclusions de ces travaux.

2. Dispositif expérimental et métrologie

La cavité différentiellement chauffée, utilisée dans cette étude, est un parallélépipède présentant les dimensions internes suivantes : largeur $L = 12$ cm, profondeur $P = 14$ cm, hauteur $H = 48$ cm respectivement associées aux axes de coordonnées physiques x , y et z (coordonnées adimensionnées par H : X , Y et Z), voir Fig. 1. Les rapports de forme vertical et horizontal sont ainsi respectivement égaux à $A_v = \frac{H}{L} = 4$ et à $A_h = \frac{P}{L} = 1,167$.

Les parois verticales à température imposée sont réalisées en duralumin (conductivité $\lambda = 164 \text{ Wm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, émissivité $\varepsilon \in [0,2; 0,3]$) d'épaisseur 5 mm. Une fente verticale de 10 mm de largeur est située sur la paroi froide à mi-profondeur pour permettre à une nappe laser de passer à travers une vitre pour les mesures de PIV.

Les parois horizontales sont en polystyrène expansé de très faible conductivité ($\lambda = 0,035 \text{ Wm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), d'épaisseur respectivement 9 cm et 16 cm pour le plancher et le plafond, et recouvertes d'une feuille d'aluminium pour minimiser les échanges radiatifs ($\varepsilon = 0,080 \pm 0,005$).

La cavité de mesure est encadrée par deux cavités, dites de garde, de mêmes dimensions que la cavité de mesure et situées derrière et devant celle-ci. Les deux cavités de garde sont également différentiellement chauffées de manière à y établir le même écoulement de convection naturelle. Dans ces conditions, les parois séparant les cavités sont des plans de symétrie vis-à-vis des écoulements se développant de chaque côté, ce qui améliore l'isolation de la cavité de mesure. Ces trois cavités sont séparées par des parois en polycarbonate transparent ($\varepsilon \in [0,92; 1]$) d'une épaisseur de 1 mm, afin de permettre la visualisation de l'écoulement.

La température des parois isothermes verticales est imposée par une circulation d'eau glycolée située sur leur face extérieure. La température de cette circulation est contrôlée au moyen de deux bains thermostatés (stabilité en température : 0,02 K). Pour atteindre un nombre de Rayleigh pour cette étude égal à $Ra_H = 1,10 \times 10^8$ et une température moyenne $T_0 = \frac{1}{2}(T_c + T_h)$ de 293 K, la différence de température entre les parois chaude froide, $\Delta T = T_h - T_c$, est fixée à 9,50 K. Afin de vérifier l'uniformité de la température des parois en duralumin, la différence

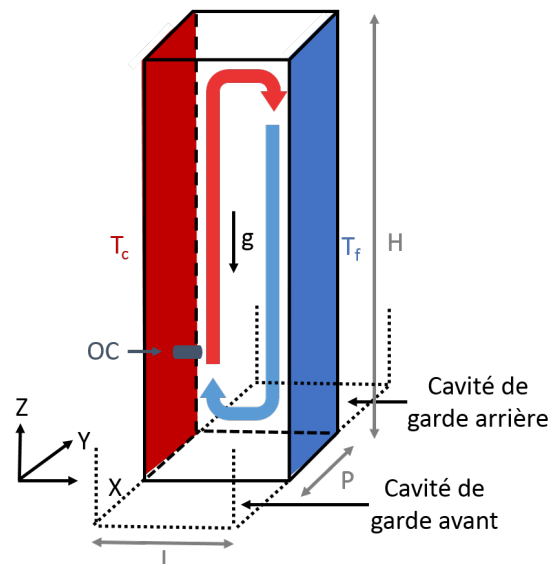


Figure 1 : Schéma de la cavité différentiellement chauffée (CDC) avec obstacle cylindrique positionné sur la paroi chaude

de température entre l'entrée et la sortie de ces parois est mesurée par des thermocouples. Cet écart est trouvé inférieur à 0,10 K.

2.1. Mesure de la température de l'air au sein de la cavité

La température de l'air est mesurée dans le plan vertical à mi-profondeur (situé à $y = 7$ cm, soit $Y = 0,146$) par un micro-thermocouple mobile de type K. Ce micro-thermocouple, de diamètre $12,7 \mu\text{m}$, est compensé par un autre thermocouple situé dans un environnement de grande stabilité thermique (variation inférieure à $0,002 \text{ K/min}$) et dont la température est enregistrée de façon continue. Afin de minimiser la perturbation de l'écoulement, le micro-thermocouple est incliné de 45° par rapport à la verticale. Il est placé à l'extrémité d'une tige rigide de diamètre 4 mm située dans un plan en arrière du plan de mesure. Le déplacement de la tige dans le plan à mi-profondeur est assuré par un système motorisé implémenté sur deux axes orthogonaux (voir Fig. 2).

2.2. Mesure du transfert de chaleur local

Le transfert de chaleur sur la paroi chaude est quantifié au travers du nombre Nusselt local, $Nu_{1D}(Z)$, égal au gradient de température adimensionné à la paroi : $-\frac{\partial\theta}{\partial X}(Z)$. Afin de mesurer ce gradient, le micro-thermocouple est progressivement éloigné de la paroi par incréments de $100 \mu\text{m}$ selon X. La pente du profil de température sur 5 points de mesure donne la mesure locale du nombre de Nusselt. Ce nombre de points permet de rester près de la paroi dans une région de profil de température linéaire, tout en conservant un nombre de points suffisant pour réduire l'incertitude sur la pente calculée (coefficient de corrélation : $R^2 > 0,995$). Cette méthode conduit à une incertitude inférieure à 10% sur la valeur mesurée du nombre de Nusselt local, estimée par analyse de la variance (Anova).

2.3. Mesure de vitesse

Les composantes de vitesse horizontale et verticale sont mesurées par la technique PIV (voir Fig. 2, à droite). Les traceurs de l'écoulement sont des particules d'huile de paraffine ($\rho =$

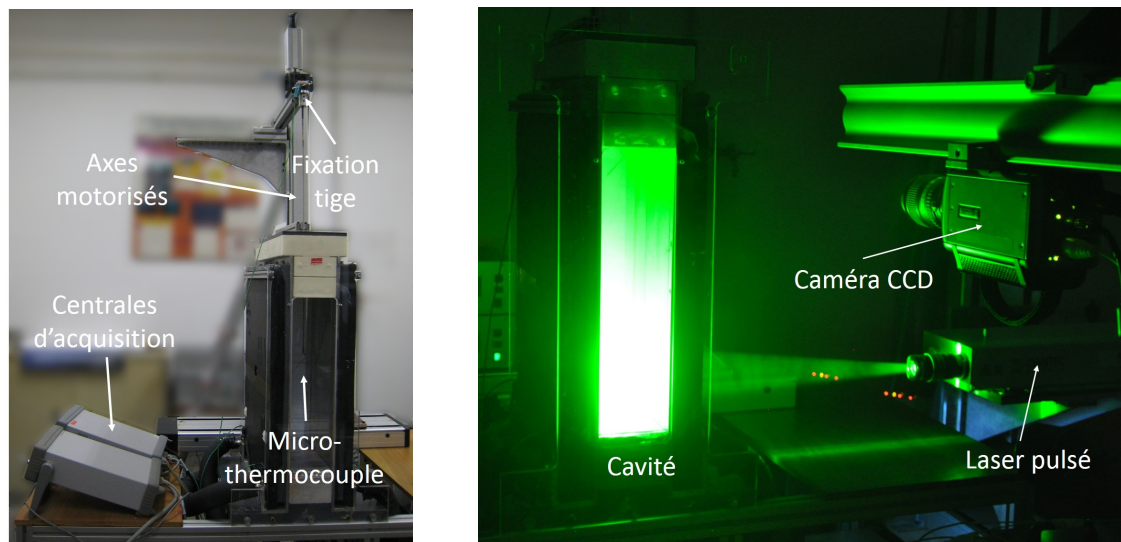


Figure 2 : Dispositif expérimental; (gauche) moyens de mesure de température et de transferts de chaleur par micro-thermocouple mobile; (droite) moyens de mesure de vitesse par PIV

856 $kg.m^{-3}$) d'environ $5 \mu m$ de diamètre et fournies par un générateur de fumée. Le faisceau laser est créé par un laser pulsé Nd :YAG Litron.

L'observation des particules est réalisée à l'aide d'une caméra CCD *Phantom* de résolution 1632×1200 pixels². La taille des pixels est de $11,5 \mu m$ et leur gamme dynamique est choisie à 12 bits. La résolution spatiale est fixée à $12,0 \times 8,8 cm^2$ de sorte que la largeur de l'image corresponde à la largeur de la cavité.

Chaque mesure contient 512 paires d'images enregistrées à la fréquence d'acquisition de 5 Hz. La durée entre deux images d'une paire est 3 ms. La faible vitesse de l'écoulement dans la zone centrale de la cavité est déterminée avec d'autres paires d'images, construites en prenant la première image de deux paires d'origine successives, ce qui permet de déterminer les petits déplacements correspondants. Le traitement des images est effectué en utilisant des fenêtres d'interrogation de taille finale 32×32 avec un chevauchement (overlapping) de 50% pour augmenter le nombre de vecteurs déplacement calculés. La convergence sur les champs moyens et rms a été vérifiée.

3. Résultats dans le plan vertical à mi-profondeur

Un obstacle cylindrique (OC) est introduit au sein de la cavité. Il est positionné en $Z_{OC} = 0,25$ sur la paroi chaude afin d'apprécier les modifications observées en aval. Cet obstacle est de longueur et rayon adimensionnés $l = 0,042$ et $r = 0,021$, et est réalisé en liège, matériau isolant ($\lambda = 0,047 W.m^{-1}.K^{-1}$). L'ensemble des mesures ont été faites dans ce plan vertical à mi-profondeur pour des raisons d'accessibilité. Le nombre de Rayleigh est fixé à $Ra_H = (1,10 \pm 0,04) \times 10^8$. Nous allons tout d'abord nous intéresser à la modification de l'écoulement par l'introduction de l'OC. À cet effet, les champs de la composante verticale moyenne de vitesse $\langle W \rangle$ entre les cotes $Z = 0,20$ et $Z = 0,60$ sont tracés en Fig. 3 dans les cas sans et avec OC. L'épaisseur de couche limite $\delta_{5\%}$ est matérialisée par des traits pointillés. $\delta_{5\%}$ est définie selon l'équation suivante :

$$\begin{cases} W(X = \delta_{a,c}(Z), Z) = 0,05 \max_X [W(X, Z)] \\ W(X = \delta_{a,f}(Z), Z) = 0,05 \min_X [W(X, Z)] \end{cases} \quad (1)$$

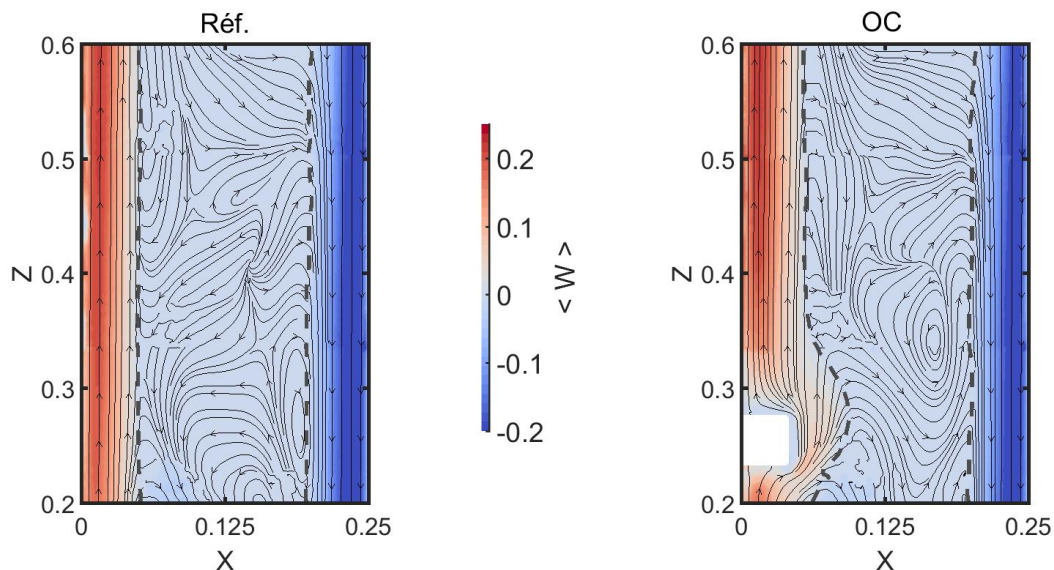


Figure 3 : Champs de la composante verticale moyenne de vitesse, $\langle W \rangle$, dans le cas de référence (gauche) et dans le cas avec obstacle (droite)

Les lignes de courant y sont également superposées. Dans les deux cas, on observe qu'un écoulement complexe se développe au sein de la zone stratifiée en température (cœur), située entre les deux couches limites verticales. Néanmoins, la vitesse au sein de la zone stratifiée est très faible, de plusieurs ordres de grandeur inférieurs à la vitesse au sein des couches limites, et ne va donc pas influencer l'écoulement principal ni les transferts de chaleur. En présence de l'OC, on observe une déviation de l'écoulement de couche limite par l'obstacle : l'écoulement initialement vertical est en partie dévié au travers de la zone stratifiée, avant de revenir au voisinage de la paroi chaude en aval de l'OC. En conséquence, on observe un épaissement de la couche limite en aval : alors que sans obstacle, nous avons $\delta_{5\%} = 0,05 \pm 0,005$ sur l'ensemble de la zone étudiée, en présence d'obstacle cette épaisseur de couche limite atteint un maximum de $0,094 \pm 0,005$ autour de $Z = 0,30$. La composante verticale moyenne de vitesse est également plus faible dans le sillage proche de l'obstacle, avant d'augmenter progressivement en aval pour rejoindre sa valeur sans obstacle égale à $\langle W \rangle = 0,22$ en $Z = 0,60$. À noter qu'aucune modification n'est observée au sein de la couche limite côté froid : la perturbation introduite n'a donc pas atteint cette partie de la couche limite de ce côté.

La déviation de l'écoulement par l'obstacle aura un rôle important sur la modification des transferts de chaleur en aval, c'est pourquoi nous allons nous y intéresser plus spécifiquement. Afin de quantifier cette déviation de l'écoulement principal, les profils de la composante verticale moyenne de vitesse $\langle W \rangle$ aux cotes $Z = 0,25$ (position de l'OC) et $Z = 0,28$, sans et avec OC, sont tracés en Fig. 4. Le profil en $Z = 0,25$ est tracé en abscisse relative $X_{rel} = X - l$, avec $l = 0,021$ longueur de l'obstacle, afin de faciliter la comparaison en se plaçant toujours vis-à-vis de la 'paroi' locale (la paroi chaude sans obstacle ou l'extrémité de l'obstacle). On observe ainsi que la partie de l'écoulement dévié devant l'extrémité de l'obstacle présente une épaisseur de couche limite locale proche de l'épaisseur de couche limite de paroi chaude, autour de $\delta_{5\%} \approx 0,05$. Cependant la vitesse y est plus faible, avec un maximum de $\langle W \rangle = 0,07$ contre $0,20$ au sein de la couche limite chaude. Pour $Z = 0,28$, on observe que la vitesse est nulle au voisinage de la paroi chaude (pour $X < 0,04$), c'est à dire au coeur de la couche limite en l'absence d'obstacle. Un écoulement est présent, mais celui-ci est dévié entre $X = 0,05$ et $X = 0,10$ et sa vitesse est faible.

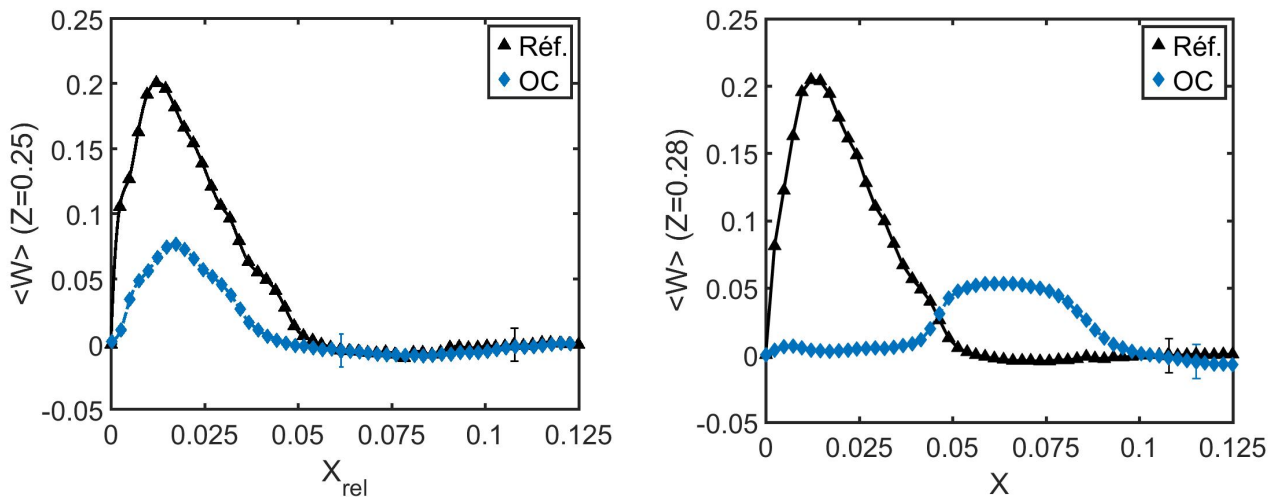


Figure 4 : Profils de la composante verticale moyenne de vitesse, $\langle W \rangle$, en $Z = 0,25$ (abscisse relative, gauche) et $Z = 0,28$ (abscisse absolue, droite) sans et avec obstacle

Les transferts de chaleur en aval dépendent de la topologie de l'écoulement, ce que nous venons de quantifier, mais également de la température de cet écoulement (en particulier à proximité de la paroi). C'est pourquoi les profils de température aux positions étudiées à la figure précédente (Fig. 4), $Z = 0,25$ et $Z = 0,28$, sont tracés en Fig. 5. Pour la même raison que précédemment, le profil en $Z = 0,25$ est tracé en abscisse relative $X_{rel} = X - l$. On observe que la température de l'écoulement dévié est bien plus faible que la température au sein de la couche limite chaude dans le cas de référence (cas sans obstacle). En effet, l'obstacle ayant une faible conductivité, se comporte comme un isolant thermique : la température de paroi chaude ne s'est pas propagée par conduction, si bien que la température à l'extrémité de l'OC n'est plus que $\theta(X_{rel} = 0) = -0,04$, contre $\theta(X = 0) \approx 0,50$ à la paroi chaude. L'obstacle étant isolant, il ne contribue pas au réchauffement de l'écoulement dévié. Or cet écoulement passe ici dans une zone en dehors de la couche limite chaude : il traverse le coeur stratifié au repos, dont la température en cette cote est matérialisée par un trait pointillé horizontal : $\theta_{strat}(Z = 0,25) = -0,15$. Le coeur est froid en cette cote, l'écoulement dévié est refroidi, ce qui explique les observations dans le sillage immédiat de l'OC ($Z = 0,28$). En effet, on y distingue deux zones situées de chaque côté du trait vertical bleu (représentant la position de l'extrémité de l'obstacle, $X = l$). Pour la zone à droite de ce trait ($X > l$), l'écoulement sans obstacle est un peu plus froid que celui avec obstacle : en effet sans obstacle nous sommes ici au voisinage ou au sein du coeur stratifié, alors qu'en présence de l'obstacle il y a le retour de l'écoulement dévié. Cet écoulement dévié a été refroidi dans le coeur mais reste tout de même plus chaud que celui-ci. En revanche, au voisinage de la paroi chaude ($X < l$), on constate que la température est plus basse avec obstacle que pour l'écoulement de couche limite chaude, lié au passage dans le coeur qui a baissé sa température. Cette diminution de la température de l'écoulement le long de la paroi chaude, combinée à la déviation de l'écoulement, vont agir sur les transferts de chaleur en aval.

Les transferts de chaleur locaux, quantifiés ici par les nombres de Nusselt locaux dans le plan vertical à mi-profondeur $Nu_{1D}(Z)$, sont tracés dans les zones amont et aval de l'obstacle en Fig. 6. Le pas spatial entre deux points de mesure est $\Delta Z = 0,10$, en partant de $Z = 0,10$ jusqu'à une position de convergence des profils avec et sans obstacle en $Z = 0,80$. La position de l'obstacle est matérialisée par des traits pointillés et les valeurs des intégrations des nombres de Nusselt locaux dans les zones amont et aval (calculées par la méthode des

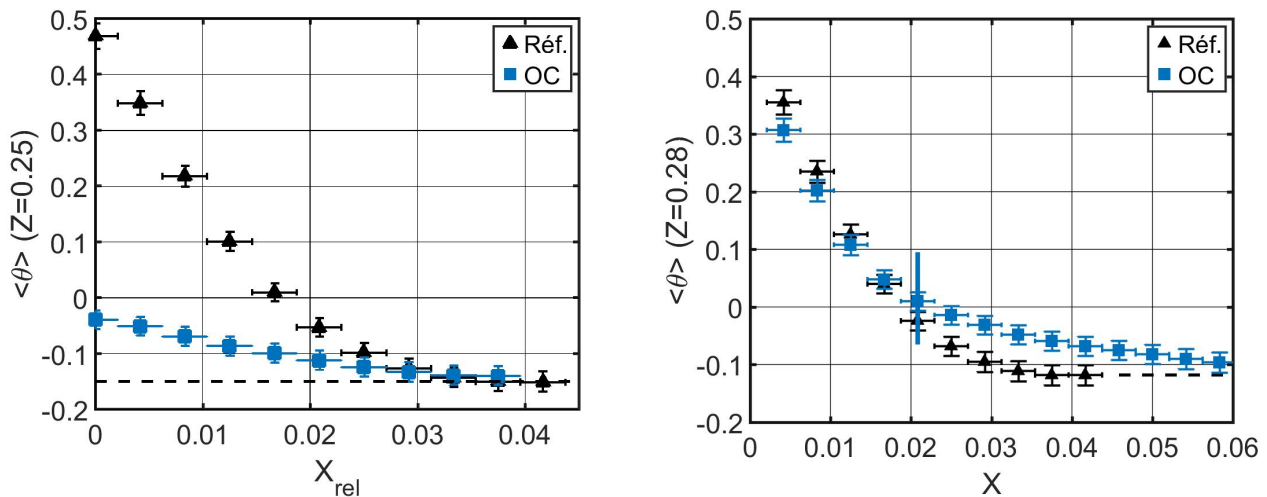


Figure 5 : Profils de la température adimensionnée moyenne, $\langle \theta \rangle$, en $Z = 0,25$ (abscisse relative, gauche) et $Z = 0,28$ (abscisse absolue, droite) sans et avec obstacle

trapèzes) sont données dans la légende. On n'observe pas de modification significative des transferts de chaleur dans la zone amont de l'obstacle. En revanche, les transferts de chaleur ont augmenté dans la zone aval en raison de l'introduction de l'obstacle. Cette augmentation est importante pour la première position en aval de l'obstacle, avec un nombre de Nusselt local en $Z = 0,30$ passant de $9,0 \pm 0,2$ sans obstacle à $10,7 \pm 0,8$ avec obstacle. En remontant le long de la couche limite en aval, cette augmentation est de plus en plus faible et le profil obtenu avec obstacle se rapproche progressivement de celui sans obstacle. En $Z = 0,80$ il n'y a plus d'écart entre les deux cas considérés. Cette augmentation des transferts de chaleur dans la zone aval est liée aux observations sur la vitesse et la température de l'écoulement : premièrement la déviation de l'écoulement entraîne un écoulement retour contre la paroi et donc une augmentation du coefficient d'échange convectif ; deuxièmement cet écoulement retour est à une température plus basse que l'écoulement de couche limite chaude, ce qui va également augmenter les transferts de chaleur car la pente du profil de température en proche paroi est plus grande. On constate que l'on passe ainsi d'une intégration sur Nu_{1D} dans la zone aval considérée ici de 3,28 sans obstacle à 3,53 avec obstacle, soit une augmentation des transferts de 8%.

4. Conclusion

Un écoulement de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée a été perturbé par l'introduction d'un obstacle de forme cylindrique. Cet obstacle de faible conductivité se comporte ainsi comme un isolant thermique. Il est positionné dans le plan vertical à mi-profondeur, au quart inférieur de la paroi chaude. Des mesures de vitesse, de température et de transferts de chaleur ont été réalisées dans le plan vertical à mi-profondeur, avec pour objectif principal de comprendre l'influence de cet obstacle sur les transferts de chaleur.

Une déviation de l'écoulement de couche limite a été observée au passage de l'obstacle : une partie de l'écoulement passe devant l'extrémité de l'obstacle avant de revenir le long de la paroi chaude. En passant devant l'obstacle, cet écoulement dévié traverse le cœur de la cavité, qui étant stratifié en température est, en cette cote, plus froid que l'écoulement de couche limite chaude. L'écoulement dévié va donc se refroidir. De plus, comme l'obstacle est isolant, il ne

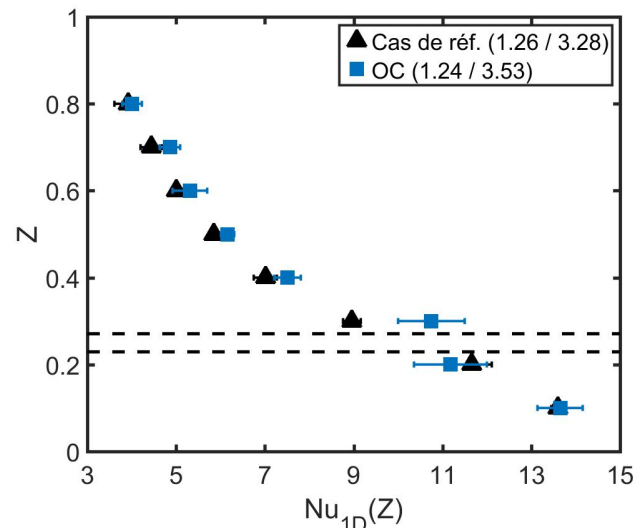


Figure 6 : Nombre de Nusselt local, $Nu_{1D}(Z)$ sans et avec obstacle; (traits pointillés) position de l'obstacle; les intégrations sur les zones amont et aval sont indiquées dans la légende

conduit pas la température de paroi chaude jusqu'à son extrémité et ne va donc pas réchauffer l'écoulement dévié. Cet écoulement dévié, en retournant au voisinage de la paroi chaude, va entraîner une augmentation des transferts de chaleur sur une zone en aval de l'obstacle. Cette augmentation atteint 8% dans le plan à mi-profondeur et pour les conditions testées ici.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au personnel du service technique, en particulier H. Arlaud et C. Fuentes, pour leur aide précieuse à la mise en place du dispositif expérimental. Les auteurs remercient également la région Nouvelle-Aquitaine et l'Union Européenne pour leurs financements aux travers du CPER et du FEDER.

Références

- [1] Y. Lin, B. Farouk, Heat transfer in a rectangular chamber with differentially heated horizontal walls : effect of a vibrating sidewall, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 51 (2008)
- [2] S. Hyun, D.R. Lee, B.G. Loh, Investigation of convective heat transfer augmentation using acoustic streaming generated by ultrasonic vibration, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 48 (2005)
- [3] F. Penot, O. Skurtys, D. Saury, Preliminary Experiments on the Control of Natural Convection in Differentially-Heated Cavities, *Int J. Therm. Sci.* Volume 49, Issue 10, October 2010, pp. 1911 - 1919, (2010)
- [4] P. Chorin, F. Moreau, D. Saury, Heat transfer modification induced by a localized thermal disturbance in a differentially-heated cavity, *Int. J. Therm. Sci.* 125 (2018) 101-110
- [5] A. Nag, A. Sarkar, V. Sastri, Natural-convection in a differentially heated square cavity with a horizontal partition plate on the hot-wall, *Comput methods Appl. Mech. Eng.*, 110 (1993) 143-156
- [6] S. Shakerin, M. Bohn, R. Loehrke, Natural convection in an enclosure with discrete roughness elements on a vertical heated wall, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 111 (2017) 256-273
- [7] M. Ghalambaz, E. Jamesahar, M. A. Ismael, A. J. Chamkha, Fluid-structure interaction study of natural convection heat transfer over a flexible oscillating fin in a square cavity, *Int. J. Therm. Sci.* 31 (1988) 1423-1430
- [8] J.-F. Henry, C. Popa, G. Polidori, S. Fohanno, Mise en oeuvre d'un dispositif d'acquisition simultanée de champs thermique et dynamique d'un écoulement de convection, *Recueil de congrès SFT* (2008)

Evolution du profil de température sur une surface concave impactée par des jets d'eau

Emmanuel AGYEMAN^{1,2}, Pierre MOUSSEAU², Alain SARDA², Denis EDELIN³, Damien LECOINTE¹

¹Institut de Recherche Technologique Jules Verne
Chemin du Chaffault – 44340 Bouguenais

²Laboratoire de Génie des Procédés, Environnement et Agroalimentaire
2 Avenue du Professeur Jean Rouxel, 44475 Carquefou

³Laboratoire de Thermique et d'Energie de Nantes
Rue Christian Pauc, 44306 Nantes

Résumé - Dans cette étude, on chauffe la surface intérieure d'un tube en verre à l'aide d'un autre tube coaxial dans lequel on génère des jets d'eau chaude. En plus de l'impact des jets sur la surface, un écoulement d'air est imposé dans l'espace annulaire. Le but est d'étudier les effets de différents paramètres hydrodynamiques et aérodynamiques sur les transferts thermiques au contact de la paroi extérieure du tube en verre. Les paramètres étudiés sont le nombre de jets impactants, le débit d'eau et le débit d'air. Nous mesurons que la présence d'un écoulement d'air dans l'espace annulaire accélère le chauffage et améliore l'homogénéité en température de la surface impactée et nous mesurons une amélioration de la vitesse de chauffe lorsque l'on augmente les débits des jets.

Nomenclature

d	diamètre du trou, mm
W	distance entre deux jets, mm
h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$
C_p	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
T	température, °C
q	densité de flux thermique, $W.m^{-2}$
Q	débit volumique, l/min
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
t	temps, s
g	gravité, $m.s^{-2}$
Re	nombre de Reynolds

Symboles grecs

β	vecteur des coefficients d'échanges
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
v	racine moyenne carrée

Indices et exposants

e	eau
a	air
f	finale
sur_int	surface intérieur
sur_ext	surface extérieur
∞	ambiante
j	jet

1. Introduction

En vue d'une application potentielle des jets impactants dans le refroidissement des moules de mise en forme des matériaux composites, le dispositif expérimental présenté dans cette étude a été conçu pour étudier les effets de différents paramètres sur l'hydrodynamique de jets d'eau dans un espace confiné, qui représente un canal de régulation thermique d'un moule, de forme circulaire, afin de le refroidir. En plus de la visualisation des phénomènes hydrodynamiques et des phénomènes aérodynamiques, une étude de caractérisation thermique est menée pour mieux comprendre les paramètres qui influencent les échanges thermiques sur la surface extérieure du canal.

Les jets impactants ont de nombreuses applications dans l'industrie aéronautique, électronique et dans la mise en œuvre des matériaux. Les jets d'air sont utilisés pour le refroidissement des aubes des turbines des moteurs d'avions et pour le chauffage des ailes d'avions pour empêcher la formation de glace sur leurs bords d'attaques [1]. Alors que des jets d'eau et de fluides fluorocarbures sont utilisés pour la trempe des métaux pendant leur mise en œuvre et pour le refroidissement des pièces électroniques respectivement [2].

Afin d'optimiser l'efficacité de ces diverses applications, de nombreuses études expérimentales ont été menées. Grenson et al. [1] ont étudié le profil d'un jet d'air chaud issu d'une buse circulaire, impactant une plaque plane. Le profil de vitesse du jet a été mesuré par vélocimétrie laser à franges (LDV) et par vélocimétrie par images de particules (S-PIV). La distribution des coefficients d'échanges sur la plaque a été calculée à partir d'une thermographie en face arrière et, d'une méthode inverse. Ces études ont révélé que la distribution des coefficients d'échanges sur la plaque est caractérisée par deux maximums. Ce phénomène s'explique par la formation d'un vortex pendant le ralentissement du jet d'air après son impact sur la plaque.

Les effets du nombre de Reynolds et de la distance entre l'orifice de la buse et la surface impactée pendant le refroidissement d'une plaque chaude ont été étudiés par Daniel Thibault [3]. Un autre paramètre de cette étude était la géométrie de la surface (concave ou plate). Ils ont conclu que les paramètres qui influencent le plus les transferts thermiques sont la distance entre l'orifice du jet et la surface impactée et la vitesse du jet.

Dans une autre étude, Ying et al. [4] ont fait varier la concavité de la surface afin de tester l'effet de la géométrie de la pièce sur les échanges thermiques entre le jet et la surface impactée. Les surfaces testées avaient des diamètres de 100 mm et de 200 mm. Des études ont aussi été effectuées sur des surfaces planes. Les transferts thermiques étaient mesurés par plusieurs thermocouples équidistants, placés à 0,5 mm de la surface impactée, dans le sens de la longueur et de la courbure de la plaque. Leurs études ont révélé que le nombre de Nusselt est plus élevé au niveau du point de stagnation lorsqu'un jet impacte une surface concave. Par contre, le nombre de Nusselt baisse sur le reste de la surface concave par rapport aux expériences avec une surface plane.

Des expériences sur le refroidissement d'une plaque d'acier circulaire, ayant une température initiale de 900 °C, par un jet d'eau ont été menées par Karwa et Stephan [5]. Les paramètres étudiés dans cette étude étaient la vitesse du jet et la température de l'eau. La caractérisation des transferts thermiques sur la surface a été faite à partir de mesures par thermocouples placés à 1 mm de la surface impactée. Ils remarquent dans leur étude la formation d'une zone mouillée ayant un front qui s'agrandit de façon linéaire.

En plus de la caractérisation des transferts thermiques par un jet, Lee et al. [6] ont étudié l'effet des interactions entre 2 jets à proximité l'un de l'autre sur les échanges thermiques sur une plaque d'acier rectangulaire. Différentes distances de séparation entre les jets ont été testées. Ces études ont révélé qu'une distance de séparation entre les jets de $3d$ (d = diamètre du jet) assure le coefficient d'échange le plus élevé dans la zone de recouvrement où les fluides provenant des deux jets se rejoignent.

Ces études nous permettront de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent lorsque des jets d'eau sont soumis à un écoulement d'air dans une espace confiné cylindrique et les effets de l'interaction multifluidiques sur les transferts thermiques entre les jets et la paroi.

2. Description du banc expérimental, de la méthode expérimentale et de la méthode d'estimation des coefficients d'échanges

2.1 Description du banc expérimental

Le banc expérimental est constitué de deux tubes concentriques (**Fig. 1, No. 8 et 10**); Le tube intérieur en PMMA, est alimenté par de l'eau et le tube extérieur en verre, est alimenté par de l'air dans l'espace annulaire. Des perçages de forme circulaire ont été réalisés à travers la paroi du tube intérieur afin de générer des jets d'eau. L'une des extrémités du tube intérieur est fermée à l'aide de la vanne située (**Fig. 1, No. 13**) afin de générer une montée en pression dans le tube. Le tube extérieur est en verre borosilicaté, choisi pour ses propriétés optiques (transparent dans le visible et opaque aux infrarouges) permettant d'observer les phénomènes hydrodynamiques et aérodynamiques qui se produisent pendant l'écoulement des fluides. Un thermorégulateur sert à la fois de pompe et de régulateur de température de l'eau. Le débit d'eau est réglé en variant la puissance de la pompe et en faisant usage de la vanne entre la pompe et le tube intérieur

(**Fig. 1, No. 4**). Un débitmètre à ultrason (**Fig.1, No. 6**) installé entre la pompe et le tube intérieur permet de mesurer le débit de l'eau en circulation. Le tube extérieur en verre est branché à une source d'air comprimé garantissant une pression constante. Une vanne (**Fig. 1, No. 14**) permet de faire varier le débit d'air. La pression de l'air en aval de la vanne est mesurée par un manomètre. Le débit d'air est mesuré par un débitmètre (**Fig. 1, No. 5**). Pour les expériences de visualisation, une caméra HD est utilisée pour filmer l'impact des jets, alors qu'une caméra infrarouge permet de mesurer la distribution des températures sur la paroi extérieure. L'emplacement de ces différents composants est illustré sur la **Fig. 1**.

La **Fig. 2** montre deux images du banc expérimental qui illustre les dimensions des tubes et la perforation. Les deux tubes ont une longueur de 1000 mm. Les diamètres intérieur et extérieur du tube en verre sont 30 mm et 33 mm, tandis que ceux du tube en PMMA sont 10 mm et 12 mm. Ceci laisse une distance (espace annulaire) de 9 mm entre le trou et la surface impactée par le jet. Le diamètre du trou varie entre 1 mm et 3 mm en fonction de l'expérience.

2.2. Méthode expérimentale

Le protocole expérimental appliqué consiste à séparer les expériences de visualisation des phénomènes hydrodynamiques et expériences de caractérisation thermique des transferts de chaleur entre le jet et le tube en verre.

Les effets du changement des débits des jets et d'air sur la topologie du jet sont visualisés. Après que la pompe soit réglée pour le bon débit, la vanne positionnée à la sortie du tube intérieur est laissée ouverte pendant quelques secondes afin de vider les tuyaux des bulles d'air. Quand la vanne est fermée, l'eau est forcée hors du trou par la pression générée par la pompe, formant ainsi un jet. Pour les expériences avec de l'air, les vannes de réglage de débit des deux circuits sont ouvertes en parallèle. La température de l'eau pour ces expériences est 20 °C.

Quant aux expériences de caractérisation thermique avec de l'eau chaude, l'eau dans le réservoir du thermorégulateur est préalablement chauffée à la température requise de 50 °C avant l'ouverture de la vanne située à l'entrée du tube intérieur. La température de surface du tube impactée est mesurée par la caméra infrarouge positionnée dans l'axe du point d'impact du jet. Les différentes expériences faites sont synthétisées sur le **Tableau 1**. Les longueurs caractéristiques utilisées pour les nombres de Reynolds sont le diamètre du trou Re_j et le diamètre hydraulique de l'espace annulaire du tube en verre pour Re_a . L'erreur de mesure par thermographie est de l'ordre de ± 2 °C.

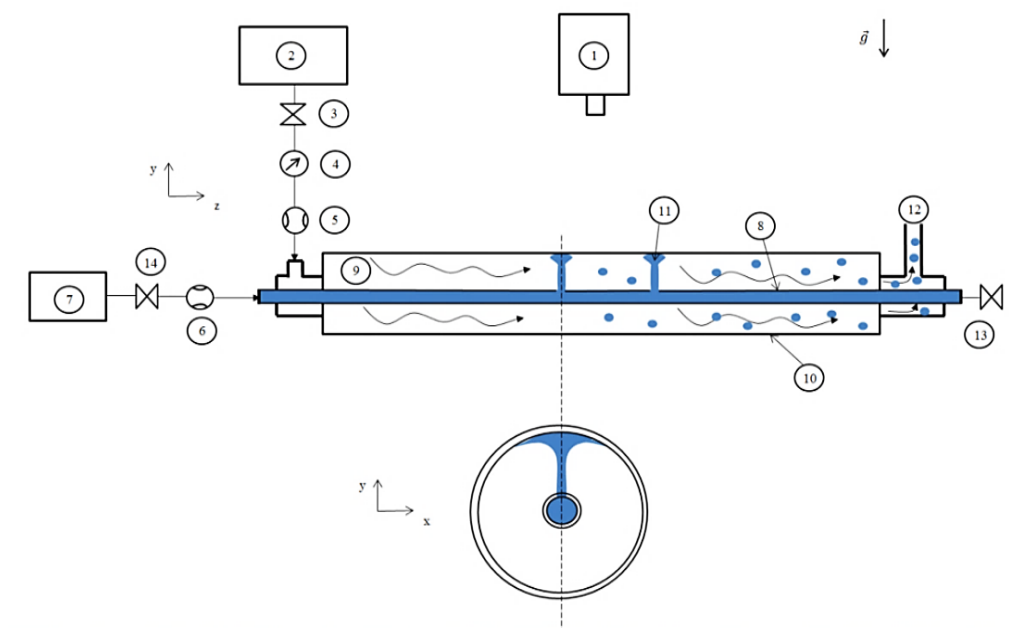
d (mm)	Q_j (l.min ⁻¹)	V_j (m.s ⁻¹)	Re_j	Q_a (l.min ⁻¹)	V_a (m.s ⁻¹)	Re_a
1	0,37	8	8989	0	0	0
1	0,54	12	13483	0	0	0
1	0,37	8	8989	66	2	2437
1	0,54	12	13483	66	2	2437
2	0,54	3	6742	0	0	0
2	0,54	3	6742	66	2	2437
3	0,54	1	3371	0	0	0
3	0,54	1	3371	66	2	2437

Tableau 1 : Synthèse des expériences effectuées

2.3 Méthode de détermination des coefficients d'échanges thermiques

Une méthode inverse est utilisée pour estimer les coefficients d'échanges moyens et les densités de flux thermique sur les points d'impacts des jets. Le principe est de minimiser l'erreur entre les valeurs de température mesurées sur la surface extérieure du verre et les valeurs de température calculées par le modèle numérique. Un modèle 1D simplifié a été développé pour la méthode inverse. L'équation de transfert de

chaleur résolue est illustrée dessous. Pour limiter les effets de la diffusion de chaleur dans les autres axes du tube, les analyses ont été faites sur une courte durée de 30 s.



1-Caméra IR/Caméra HD ; 2-Source d'air comprimé ; 3-Vanne à l'entrée du tube extérieur ; 4-Manomètre ; 5-Débitmètre pour air ; 6-Débitmètre pour eau ; 7-Thermorégulateur/pompe ; 8-Tube en PMMA ; 9-écoulement d'air ; 10-Tube en verre ; 11-Jet d'eau ; 12-mélange eau/air ; 13-Vanne à la sortie du tube intérieur ; 14 -Vanne à l'entrée du tube intérieur

Figure 1 : Schéma du banc expérimental

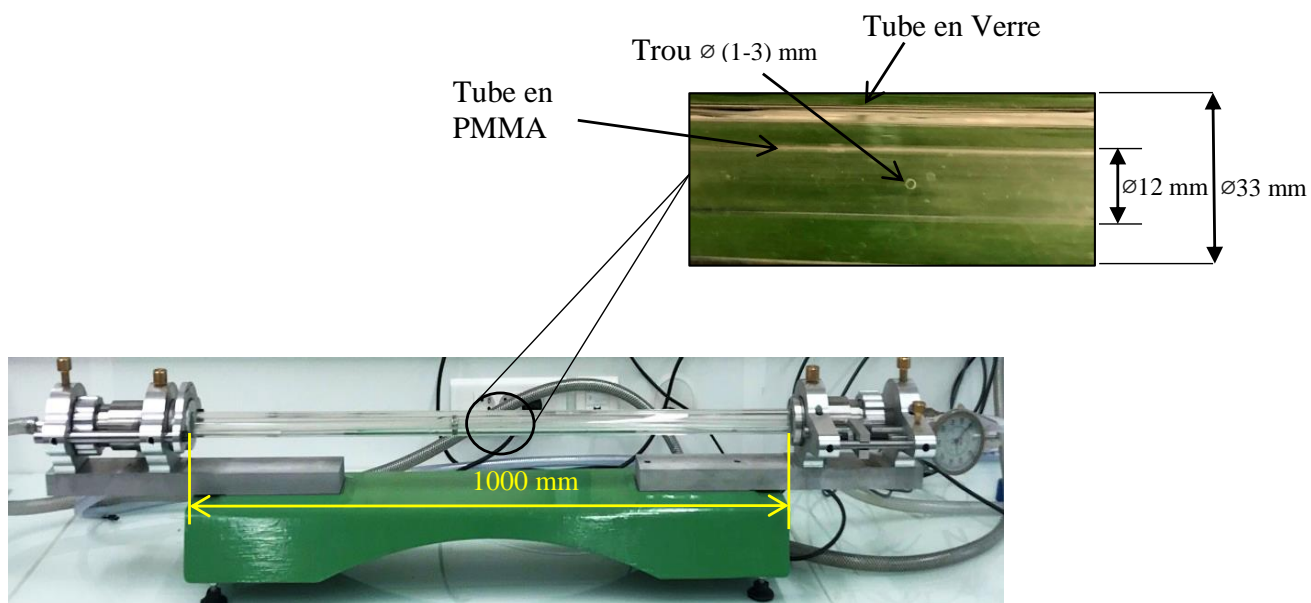
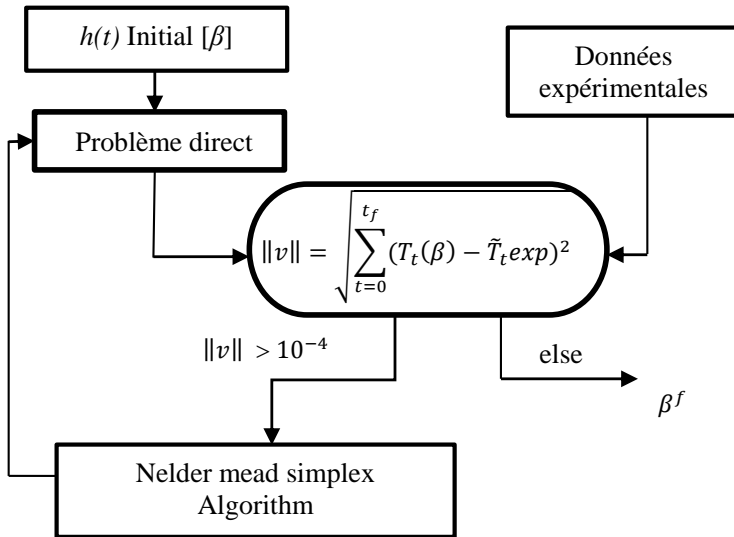
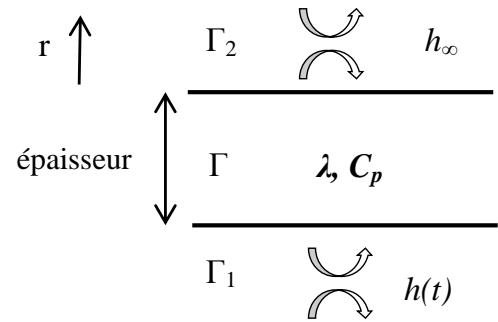


Figure 2 : Image du banc expérimental (trou orienté vers le haut)

Le coefficient d'échange est approximé par un polynôme d'ordre 5. La méthode retourne donc les coefficients optimaux du polynôme. Les différentes étapes de l'optimisation sont illustrées sur la Fig. 3. Le problème direct (Fig. 4) est résolu par la méthode des éléments finis et l'algorithme d'optimisation utilisé est le Nelder mead simplex algorithm [7].


 Figure 3 : *Algorithme d'optimisation*

 Figure 4 : *Modélisation du problème direct*

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}, \text{ dans } \Gamma \quad (1)$$

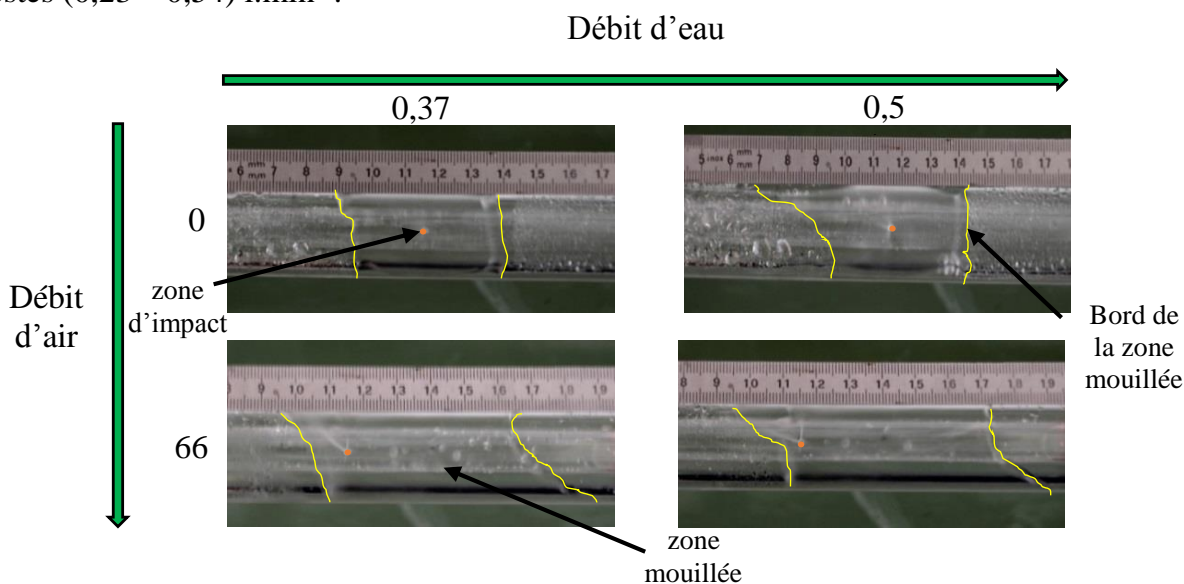
$$q_1 = h(t)(T_e - T_{sur_int}), \text{ sur } \Gamma_1 \quad (2)$$

$$q_2 = h_\infty(T_{sur_ext} - T_\infty), \text{ sur } \Gamma_2 \quad (3)$$

3. Résultats

3.1 Effets de la variation des débits d'eau et d'air sur la topologie du jet

Les images de la **Fig. 5** montrent que quand on augmente le débit d'un jet ayant un diamètre fixe (1 mm), la zone mouillée (limitée par les traits) augmente en superficie. Cette zone s'étale encore plus quand le jet est soumis à un écoulement d'air ayant une vitesse de $\geq 2 \text{ m.s}^{-1}$, applicable à la gamme des débits d'eau testés (0,23 – 0,54) l.min^{-1} .


 Figure 5 : *Effets du débit des fluides sur la forme de la zone impactée (Vue du dessus du tube)*

3.2 Evolution de la température mesurée sur la surface extérieure du tube dans l'axe du point de stagnation du jet

3.2.1 Effets des débits des fluides sur la vitesse de chauffage du tube

On observe sur la **Fig. 6(a)** que pour des expériences sans écoulement d'air, quand on augmente la vitesse du jet, le tube chauffe plus rapidement. Une circulation d'air présente dans l'espace annulaire entre le trou et la paroi accélère le chauffage pendant les premières secondes d'impact par rapport aux expériences sans air dû probablement aux effets de turbulence générée par l'interaction entre les deux fluides. Ce phénomène est suivi par un chauffage plus lent dû au refroidissement du tube par l'écoulement d'air ayant une température plus basse (16-20 °C) par rapport à celle de l'eau (50 °C). Cette tendance est plus marquée sur le graphique du coefficient d'échange représenté par la **Fig. 6(b)**.

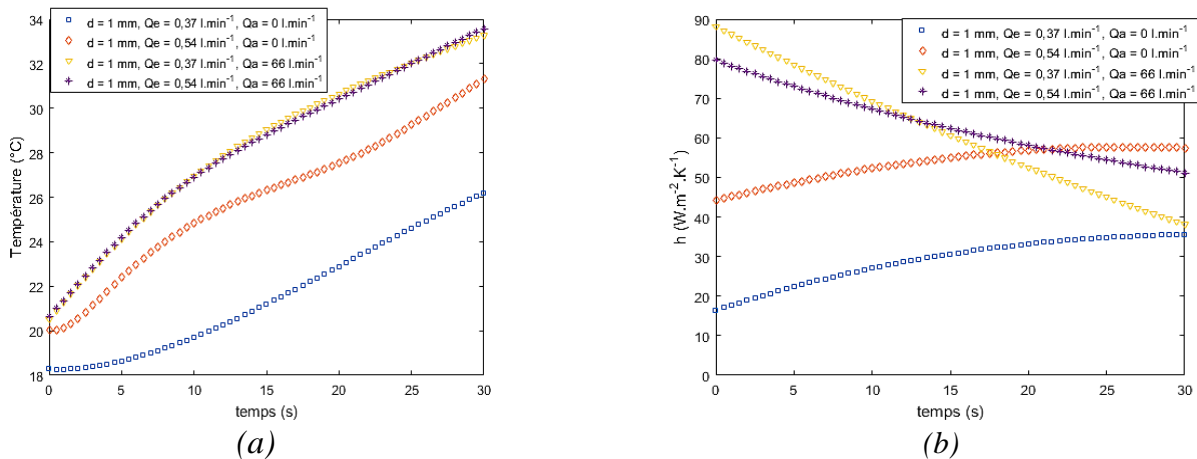


Figure 6 : (a) Graphique de la température en fonction du temps pour $d = 1$ mm
(b) Graphique du coefficient d'échange en fonction du temps pour $d = 1$ mm

3.2.2 Effets du diamètre du jet sur la vitesse de chauffage du tube

Le diamètre du trou a été modifié de 1 à 3 mm afin d'étudier l'effet de ce paramètre sur les coefficients d'échanges entre le jet et la paroi. Quand on augmente le diamètre du trou en conservant le débit d'eau, la température du tube augmente plus lentement (**Fig. 7(a)**) et le coefficient d'échange illustré sur la **Fig. 7(b)** diminue dû à la baisse de la vitesse du jet. Cet effet est plus prononcé quand il y a une circulation d'air dans l'espace annulaire parce que la stabilité et la topologie du jet sont plus perturbées par l'écoulement d'air quand la vitesse du jet est moins élevée.

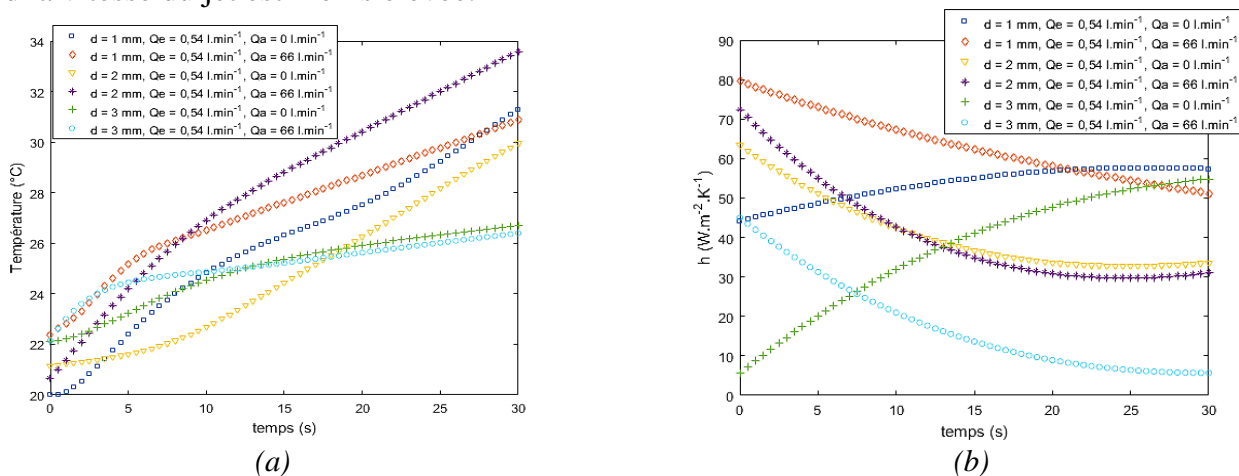


Figure 7 : (a) Graphique de la température en fonction du temps pour $d = 1, 2$ et 3 mm
(b) Graphique du coefficient d'échange en fonction du temps pour $d = 1, 2$ et 3 mm

3.2.3 Effets de deux jets à proximité l'un de l'autre sur la vitesse de chauffage du tube

Le positionnement des deux jets nommés Jet 1 et Jet 2 est illustré sur la **Fig. 8(a)**. Lorsque deux jets sont à proximité l'un de l'autre, la température du point d'impact de Jet 1 est plus élevée que celle de Jet 2 (**Fig. 8(b)**). C'est aussi le cas pour le coefficient d'échange où le coefficient d'échange du Jet 1 est plus élevé que celui du Jet 2, illustré sur la **Fig. 8(c)**. Ceci pourrait être dû à une réduction du débit causée par les pertes de charge(s) le long du tube intérieur. On déduit de ces résultats que les écarts en coefficients d'échanges entre les jets libres et les jets soumis à un écoulement d'air sont moins importants par rapport à un scénario avec un seul jet.

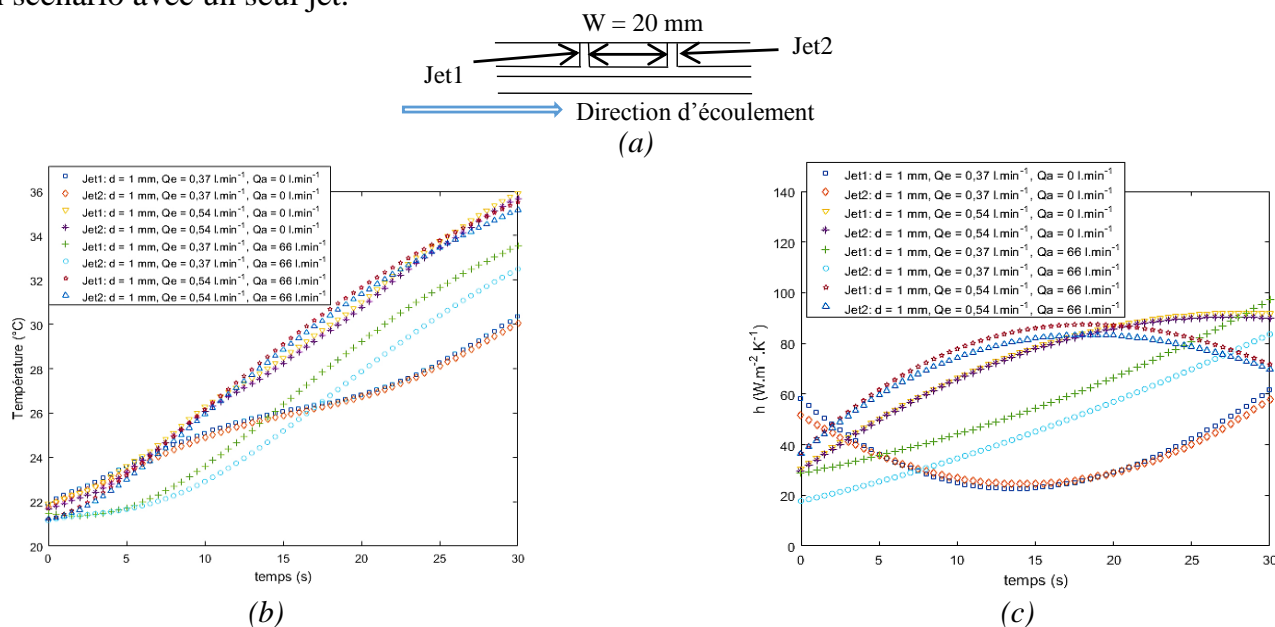


Figure 8 : (a) Illustration du positionnement des jets
 (b) Graphique de la température en fonction du temps pour $d=1 \text{ mm}$, $W=20 \text{ mm}$
 (c) Graphique du coefficient d'échange en fonction du temps pour $d=1 \text{ mm}$, $W=20 \text{ mm}$

3.3 Effets du diamètre du jet et du débit d'air sur l'homogénéité thermique de la zone mouillée

Pour un débit d'eau fixe ($0,54 \text{ l.min}^{-1}$), le diamètre du trou et le débit d'air ont été modifiés afin d'identifier la combinaison de ces paramètres qui assure le chauffage le plus homogène. La **Fig. 9** montre la distribution de la température dans l'axe horizontal de la surface extérieure du tube en verre. On observe qu'un jet avec un diamètre de 2 mm soumis à un écoulement d'air permet un chauffage plus homogène de la surface et que dans la plupart des scénarios, l'air améliore l'homogénéité en température de la surface impactée. La longueur de la zone mouillée homogène pour chaque combinaison de paramètres est illustrée sur le **Tableau 2**.

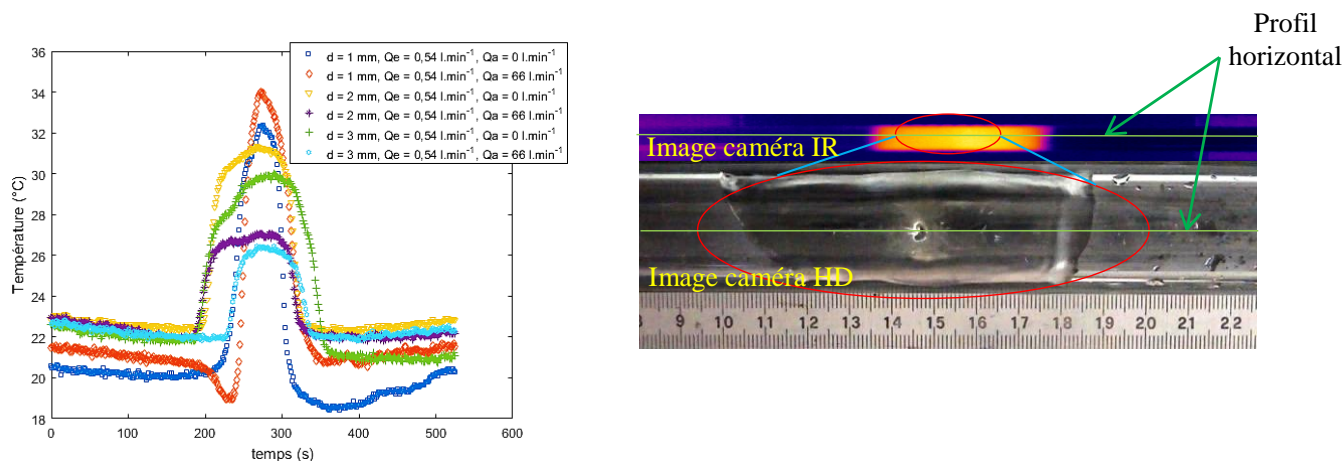


Figure 9 : Graphique de la température en fonction de la position le long du tube

d (mm)	Q _a = 0 l.min ⁻¹	Q _a = 66 l.min ⁻¹
	Longueur homogène (mm)	
1	13	14
2	46	90
3	59	58

Tableau 2 : Longueur de la zone mouillée homogène en fonction du diamètre du jet et du débit d'air

4. Conclusion

Ces études ont révélé qu'en faisant varier les débits des deux fluides, on peut agir sur la superficie et la forme de la zone mouillée, la vitesse de chauffage et l'homogénéité en température de la surface impactée. Il y a une forte corrélation entre la vitesse du jet d'eau et le coefficient d'échange estimé sur la surface impactée. Ceci permet de chauffer la surface plus rapidement ou plus lentement en variant uniquement la vitesse/débit du jet. Quand un jet à haute vitesse est soumis à un écoulement d'air, la turbulence générée par l'interaction entre les deux fluides augmente la vitesse de chauffage. Par contre, si la température de l'air est plus basse que celle de l'eau, on observe un refroidissement du tube par l'air. Pour la gamme de paramètres testés, un jet de 2 mm soumis à un écoulement d'air ayant un débit de 66 l.min⁻¹ permet un chauffage de la paroi du tube extérieur de la façon la plus homogène.

La prochaine étape sera de se rapprocher des conditions industrielles en utilisant un tube en acier chauffé à des températures élevées (400 °C).

Références

1. P. Grenson, O. Léon, P. Reulet, B. Aupoix, Investigation of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number: An extensive experimental approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102 (2016), 801-815.
2. Y. Cheng, A.A.O. Tay, X. Hong, An experimental study of jet impingement cooling of electronic components with and without boiling, *Advances in Electronic Materials and Packaging*, (2001) Cat. No.01EX506.
3. Daniel Thibault, Etude du refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince avec un écoulement cisaillant amont : application aux aubes de turbines, Thèse, Université de Poitiers, 2009.
4. Z. Ying, L. Guiping, B. Xueqin, B. Lizhan, W. Dongsheng, Experimental study of curvature effects on jet impingement heat transfer on concave surfaces, *Chinese Journal of Aeronautics*, 30-2 (2017), 586-594.
5. N. Karwa, P. Stephan, Experimental investigation of free-surface jet impingement quenching process, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 64 (2013), 1118-1126.
6. S.G. Lee, M. Kaviany, J. Lee, Quench subcooled-jet impingement boiling: Two interacting-jet enhancement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 126 (2018), 1302-1314.
7. Lagarias, J. C., J. A. Reeds, M. H. Wright, and P. E. Wright, "Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions," *SIAM Journal of Optimization*, 9-1 (1998), 112-147.

Forced convective heat transfer past a pointed headed cylinder using HTLBM

Mohammed Amine MOUSSAOUI^{1,*}, El-Bachir LAHMER¹, Ahmed MEZRHAB¹, Mustapha KARKRI²

¹Laboratoire de Mécanique & Energétique, Faculté des sciences, Département de physique 60000 Oujda, Maroc

²Laboratoire CERTES, Université Paris-Est, CERTES, 61 Avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France,

*(auteur correspondant : ma.moussaoui@ump.ac.ma)

Résumé - In this study, a two-dimensional laminar flow and heat transfer characteristics in a horizontal channel containing a pointed headed cylinder are investigated numerically. A coupling between the lattice Boltzmann method (LBM) and the finite difference method is used for a range of Reynolds number between 0 and 200 at Prandtl number equal to $Pr = 0.71$ with constant physical properties of the fluid. Results are presented in terms of streamline contours, isotherms, local and average Nusselt numbers. Results show that, the presence of such bluff body with high Reynolds number affects significantly the fluid flow and produces an enhancement in the heat transfer from the bottom wall to the flow.

Nomenclature

d	height of the cylinder, m	x, y	Cartesian coordinates, m
g	acceleration of the gravity, $m.s^{-2}$	X, Y	dimensionless Cartesian coordinates, $X = x/L, Y = y/L$
H	channel height, m	X_{in}	distance of the blocks from the inlet, m
L	channel length, m		
Nu	local Nusselt number		
$\langle \overline{Nu} \rangle$	space and time averaged Nusselt number		
Pr	Prandtl number, $= \nu / \alpha$		
Re	nombre de Reynolds, $= \rho U_0 d / \mu$		
T	temperature, K		
T_c	cold temperature, K		
T_h	hot temperature, K		
u, v	x, y -velocity component, $m.s^{-1}$		
			Symboles grecs
			α thermal diffusivity, $m^2.s^{-1}$
			ρ density of fluid, $Kg.m^{-3}$
			μ dynamic viscosity of fluid, $Kg.m^{-1}.s^{-1}$
			ν kinematic viscosity of fluid, $m^2.s^{-1}$
			ΔT temperature difference, $T_h - T_c$

1. Introduction

One of the fundamental concepts of thermal systems and fluids mechanics is the heat transfer and fluid flow past a cylinder. This subject has an extensive practical applications like heat exchangers and devices cooling, etc. The interaction between the fluid and the cylinder leads to improve the channel heat transfer rate. Therefore, several numerical works involving the cylinder shape such a circular, square or triangular ...etc have been devoted [1-8]. For example, recently, Bhadauriya et al. [8] carried out a two-dimensional numerical simulation to understand the effect of blockage ratio β on fluid flow and forced convective heat transfer characteristics past a blunt headed cylinder for ranges of blockage ratios ($110 \leq \beta \leq 13$) and

Reynolds numbers ($60 \leq Re \leq 200$). In their study, commercial CFD Solver Ansys Fluent has been used as a simulation tool and computational mesh has been created using GAMBIT.

Due to the simplicity of coding and the easy handling of complex geometry, the lattice Boltzmann method is widely used for many kinds of heat transfer problems with satisfactory accuracy [9-11]. Herein, a coupled LBM with the Finite Difference Method is applied to treat the forced convective heat transfer past a pointed headed cylinder.

2. Formulation of the problem and numerical method

2.1. Statement of the problem

Fig. 1 shows the physical model of the plane channel with a pointed headed cylinder. The obstacle is composed of confluences between a square cylinder of dimension $d \times d$ and a triangular cylinder of diameter d . The air flow ($Pr = 0.71$) is assumed to be laminar and incompressible. All physical properties of the fluid, except its density, are supposed to be constant. The length and the height of the channel are set equal to $L/d = 30.75$ and the blockage ratio is $\beta = d/H = 1/4$ respectively, d being the Height of the cylinder. The obstacle is placed at a distance $X_{in}/H = 2$ downstream from the inlet section of the channel.

The pointed headed cylinder, the top wall and the incoming stream are assumed to be in a constant cold dimensionless temperature T_c , while the bottom wall is at a hot dimensionless temperature T_h . The inlet velocity profile is parabolic. At the outlet, the streamwise gradients of the velocity and temperature are set to zero. For the boundary conditions, the bounce-back scheme and a spatial quadratic interpolation [12, 13] are used.

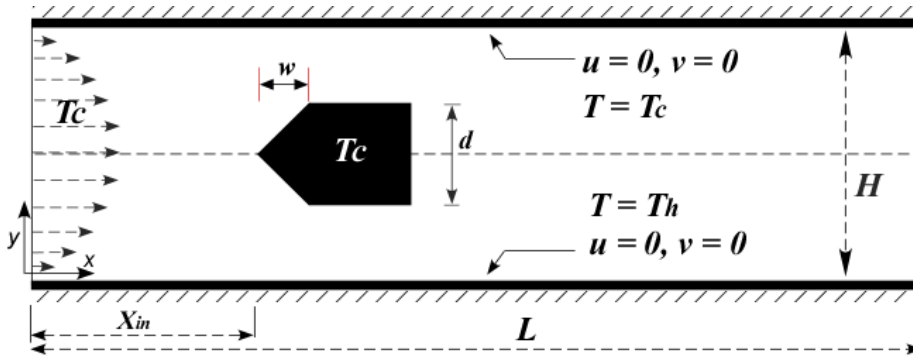


Figure 1: Schema and geometric notation of computational domain

2.2. Lattice Boltzmann method

The multi relaxation time (MRT) lattice Boltzmann method [14] can be expressed as:

$$f(\mathbf{x} + \mathbf{e}, t + 1) - f(\mathbf{x}, t) = -M^{-1} \cdot S \cdot (\mathbf{m}(\mathbf{x}, t) - \mathbf{m}^{eq}(\mathbf{x}, t)) \quad (1)$$

M is the transformation matrix such that $\mathbf{m} = M \cdot \mathbf{f}$, where M is an 9×9 matrix and S is the relaxation matrix where is a diagonal matrix, i.e., $S = \text{diag}(0, s_1, s_2, 0, s_4, 0, s_6, s_7, s_8)$, s_i is the relaxation rate.

We consider a D2Q9 model and the particle speed \vec{e}_i are defined as,

$$\vec{e}_i = \begin{cases} (0,0), & i=0 \\ (\cos[(i-1)\pi/2], \sin([(i-1)\pi/2]))c, & 1 \leq i \leq 4 \\ \sqrt{2}(\cos[(2i-9)\pi/4], \sin([(2i-9)\pi/4]))c, & 5 \leq i \leq 8 \end{cases} \quad (2)$$

where $c = dx/dt$ is the lattice speed, and dx and dt are the lattice width and time step, respectively. Here, dt is chosen to be equal to dx , thus $c=1$.

The nine moments with the corresponding distribution functions are arranged in the following order: $m = (\rho, e, \varepsilon, j_x, q_x, j_y, q_y, p_{xx}, p_{xy})^T$ and $f = (f_0, f_1, f_2, f_3, f_4, f_5, f_6, f_7, f_8)^T$.

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \rho \\ e \\ \varepsilon \\ j_x \\ q_x \\ j_y \\ q_y \\ p_{xx} \\ p_{xy} \end{pmatrix}}_m = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -4 & -1 & -1 & -1 & -1 & 2 & 2 & 2 & 2 \\ 4 & -2 & -2 & -2 & -2 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & -2 & 0 & 2 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & -2 & 0 & 2 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix}}_M \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} f_0 \\ f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \\ f_5 \\ f_6 \\ f_7 \\ f_8 \end{pmatrix}}_f \quad (3)$$

The equilibria of the moments m^{eq} at the equilibrium are:

$$m^{eq} = (0, e^{eq}, \varepsilon^{eq}, 0, q_x^{eq}, 0, q_y^{eq}, p_{xx}^{eq}, p_{xy}^{eq})^T \quad (4)$$

where:

$$\begin{aligned} e^{eq} &= -2\rho + 3(j_x^2 + j_y^2) \\ \varepsilon^{eq} &= \rho - 3(j_x^2 + j_y^2) / \rho \\ q_x^{eq} &= -j_x \\ q_y^{eq} &= -j_y \\ p_{xx}^{eq} &= (j_x^2 - j_y^2) / \rho \\ p_{xy}^{eq} &= j_x j_y / \rho \end{aligned} \quad (5)$$

The macroscopic fluid density and moment flux are obtained by:

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \quad (6)$$

$$J(j_x, j_y) = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \mathbf{e}_i \quad (7)$$

The macroscopic temperature is solved by Finite difference method [15,16]. The coupling of both schemes MRT and FDM is explicit. The energy equation is given by:

$$\partial_t \theta + U \cdot \nabla \theta = \alpha_f \Delta \theta \quad (8)$$

The equation (8) is solved explicitly by using first-order forward difference scheme in time and the second-order central difference scheme for space discretization, with the same grid points as for the LBM scheme.

3. Results and discussion

The numerical model described above was validated against many studies concerning heat transfer and fluid flow past cylinder [5,17,18]. A preliminary study was carried out to determine the optimum grid. Various computations were performed for $Re = 100$ and for different uniform grids ($N_x \times N_y$) in order to examine the grid independence. To optimize appropriate grid refinement with computational efficiency, the grid 1567×203 was chosen for all the further computations.

Here after, the presence of the pointed headed cylinder on heat transfer and fluid flow is investigated for a Reynolds number Re ($Re = U_0 d / \nu$) varying between 10 and 200. The results are given in terms of the local and average Nusselt numbers, the isotherms and velocity vector. The Nusselt number and the mean Nusselt are defined as:

$$\overline{Nu} = -\frac{1}{\Delta T} \int_0^L \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{paroi} dx, \quad Nu = -\frac{L}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{paroi} \quad (9)$$

Fig. 2 exhibited the wake configuration downstream of the headed pointed cylinder for three different Reynolds numbers $Re = 10, 40$ and 80 . The behaviour of the steady recirculation eddies is clearly affected by the Reynolds number variation. For $Re = 10$, where the effects of low velocity and high viscosity are dominant, the steady flow past the cylinder without significant separation. The increase in Reynolds number results in a decrease in the viscous forces up to a certain value, where the separation of the boundary layers became apparent. Consequently, two symmetrical vortex zones appear on each side of the wake that rotates in opposite directions. The recirculation size increases with increasing the Reynolds number Re .

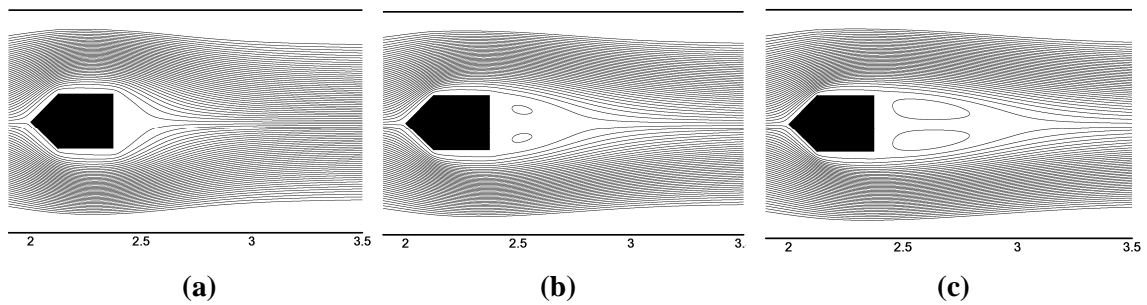


Figure 2: *Streamlines: (a) $Re = 10$, (b) $Re = 40$, (c) $Re = 80$.*

For $Re = 100$ and 200 (see Fig. 3), the symmetrical behaviours observed behind the headed cylinder disappeared. The pattern of the fluid flow changes and the wake loses its original symmetry. An unsteady separation flow over the cylinder is observed where the fluid flow oscillates with a repetitive state of swirling vortices. The von Karman vortex streets characterized by the alternate shedding vortices from the rear face of the headed cylinder is visualized. The oscillations in the wake grow in magnitude for $Re = 200$. The unsteadiness in the flow increases with Reynolds number.

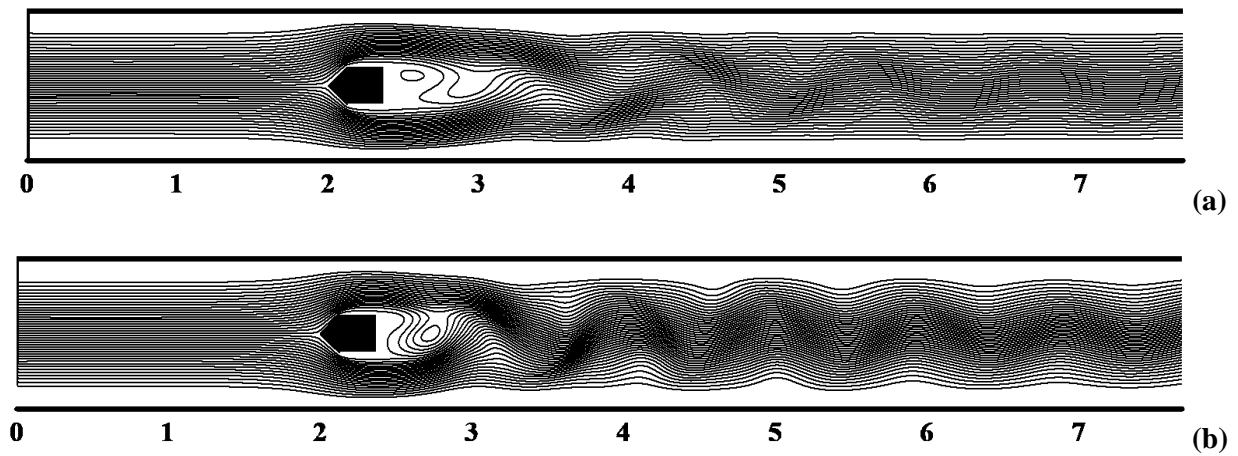
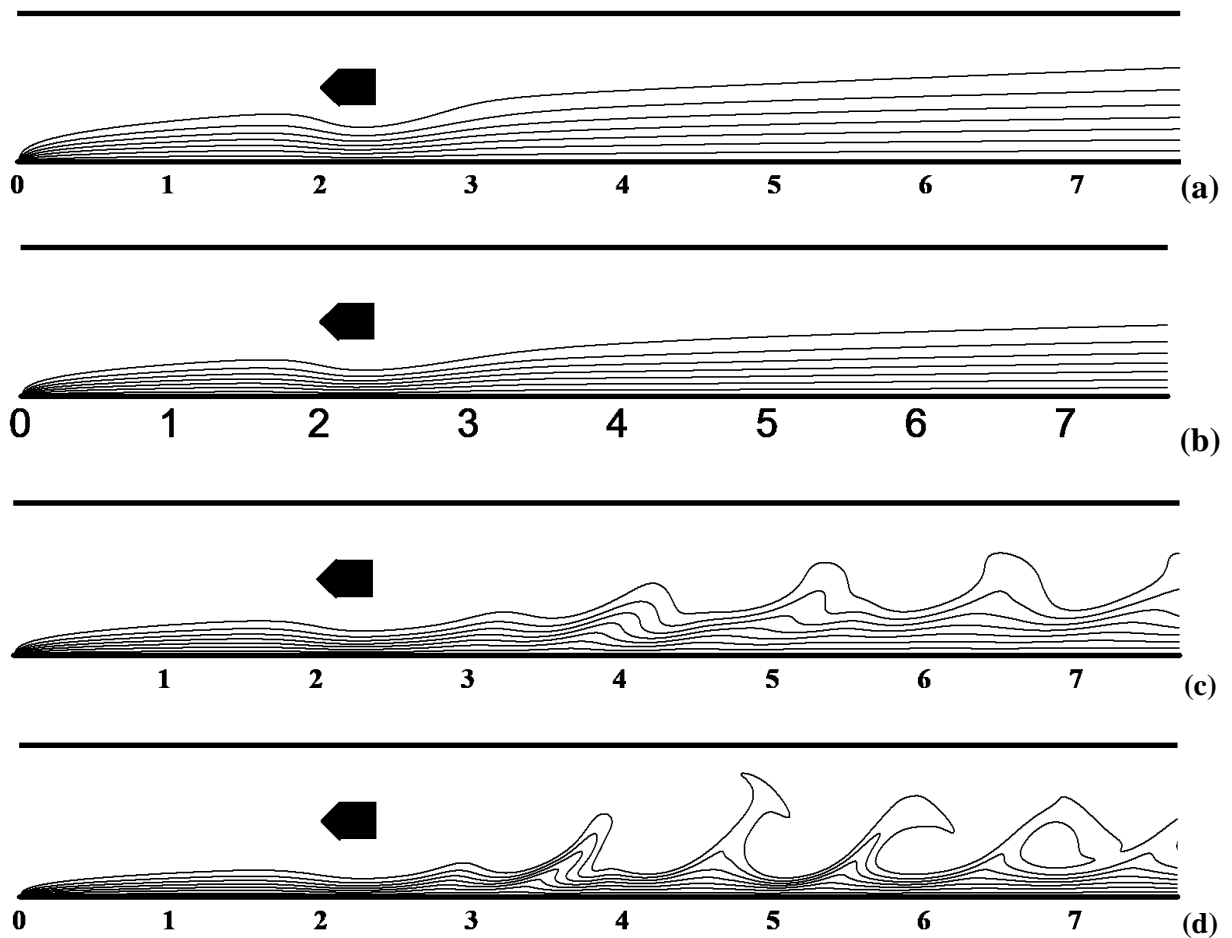

 Figure 3: *Streamlines: (a) $Re = 100$, (b) $Re = 200$.*

Fig. 4 presents the isotherms behaviors for various Reynolds numbers. From major observations, one can conclude that the increase of Re has a favorable effect on the heat transfer from the hot wall to the flow. The increase of Re from 40 to 80 leads to the reduction of the thickness of the thermal layer near to the lower wall. For these values of Re , the flow is symmetrical and characterized by a vertical gradient of temperature across the channel. The presence of the pointed headed cylinder has only a local effect and does not affect significantly the isotherms and streamlines.


 Figure 4: *Isotherms: (a) $Re = 40$, (b) $Re = 80$, (c) $Re = 100$, (d) $Re = 200$.*

For $Re=100$ and 200 , the flow structure is transformed to be asymmetric, the heat transfer from the hot wall to the flow is more influenced by the presence of the pointed headed cylinder. In fact, the thermal boundary layer is greatly troubled due to the periodic flow, especially behind the cylinder and isotherms are removed far away and tend to be convected toward the top channel wall proving hence that the average flow is more heated in asymmetric flow than in symmetric flow.

Fig.5 illustrates the evolution of local skin friction coefficient along the two channel walls in the absence and presence of the cylinder. Two different Reynolds numbers ($Re = 50, 150$) are considered. At $Re = 50$, the skin friction coefficient C for each wall shows a symmetrical curves about the value $C = 0$. This result is expected because the symmetrical flow behaves by the same manner near the two walls.

The presence of the pointed headed cylinder involves increased value of surface friction on the channel walls (in absolute value) to a principal peak located at $X=2.25H$, due to the acceleration of the flow. Thereafter it decreases due to deceleration and tends toward its asymptotic value in fully developed flow. At $Re = 150$, a complete change of the coefficient C curve is remarked. The curves become instantaneously waved along the two walls behind the cylinder with decrease of amplitude with moving away from the cylinder. These regions of high skin-friction are created by the sweep motion due to streamwise vortices.

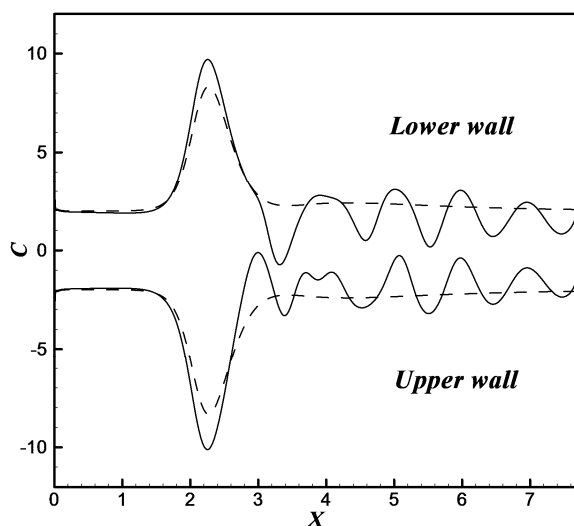


Figure5: Variation of skin friction on the channel walls: Dashed line: $Re = 50$; Solid line: $Re=150$

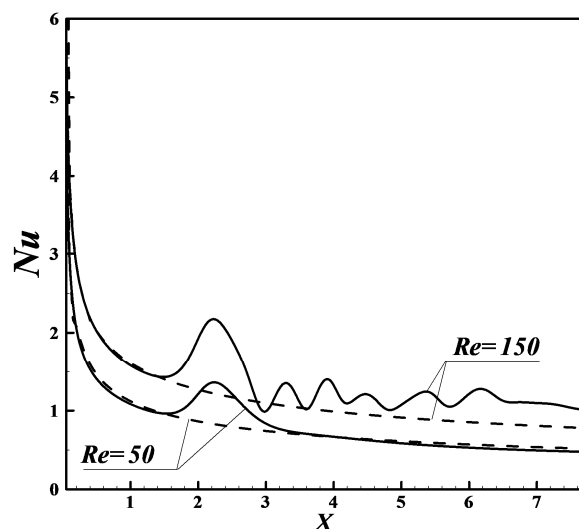


Figure 6: Local Nusselt number distribution along the lower wall. Dashed line: without obstacle; Solid line: with obstacle

Fig.6 represents the variation of local Nusselt number for $Re=50$ and $Re=150$ with and without the pointed headed cylinder. In the inlet region a thermally developing flow exists, and all curves show nearly identical behavior. In the absence of the obstacle, the Nusselt number is very great near the inlet of the channel and decreases monotonically until reaching the channel exit. Concerning $Re = 50$, Nu increases immediately due the presence of the pointed headed cylinder attaining a maximum value, then the curve decreases in the far wake. This peak of Nu corresponds approximately to the reattachment point at the back of the cylinder. The presence of the cylinder has just local impact. Nevertheless, at $Re = 150$, the effect of the presence of the pointed headed cylinder is more visible. The Nu curve is well disturbed, but appears floating above the dashed line because the vortex shedding created in the vicinity of the cylinder is unsteady. Secondary peaks and crest further downstream occur.

At the exit zone of the channel and for $Re = 150$, the asymptotic value of Nu is clearly higher in presence of the cylinder. One can interpret that the oscillation of the fluid increases the effectiveness of the heat transfer between the fluid and the hot wall, and this heat is immediately advected and diffused by the Von Karman street vortex to the medium flow.

The evolution of the space and time-averaged Nusselt numbers versus the Reynolds number is taken into account to investigate the effect of the absence and the presence of the pointed headed cylinder (see Fig.7). As a first look, the evolution of $\langle \overline{Nu} \rangle$ is largely grew when the Reynolds number increases for all cases. Secondly, Two intervals can be distinguish:

-For $Re \leq 100$ (symmetric flow), the presence of the obstacle has no high effect on the space- and time-averaged Nusselt number.

-For $Re > 100$ (asymmetric flow), the curve of $\langle \overline{Nu} \rangle$ starts to increased considerably. The presence of the pointed headed cylinder conduce to noticeable enhancement on the space- and time-averaged Nusselt number compared with obtained without cylinder. When Reynolds number reaches 300, an increase is marked about 51% compared with the case where the channel is empty.

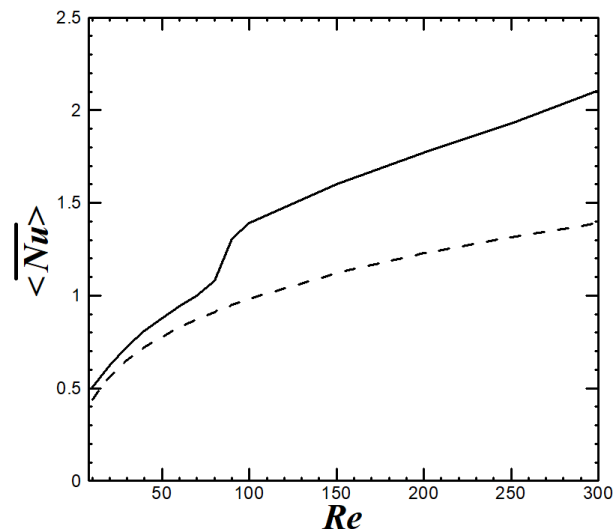


Figure 7: Variation of the space and time averaged Nusselt number with the Reynolds number.

4. Conclusion

The 2D HTLBM was applied to laminar flow of air and the heat transfer in a channel differentially heated containing a pointed headed cylinder. From the results, one can conclude that for the symmetric flow the presence of the cylinder has only local effects on the heat transfer and on the flow pattern, while for the periodic flow, the heat transfer increases strongly with increasing Re , particularly in presence of the cylinder. The local Nusselt number changes only behind the pointed headed cylinder owing to the appearance of vortex shedding. The averaged Nusselt number increases with increasing the Reynolds number Re . The influence of the Re is more significant in presence of the cylinder. The maximum enhancement of heat transfer is about 51% for $Re = 300$ in presence of the cylinder.

Références

- [1] A.K. Singha, A. Sarkar, and P.K. De, Numerical study on heat transfer and fluid flow past circular cylinder in the vicinity of plane wall, *Numer. Heat Trans.*, Part A, 53 (2008), 641–666,
- [2] G. Biswas, S. Sarkar, Effect of thermal buoyancy on vortex shedding past a circular cylinder in cross-flow at low Reynolds numbers, *Int. J. of Heat and Mass Trans.* 52 (2009) 1897–1912.
- [3] S. Bhattacharyya, D. K. Maiti, S. Dhinakaran, Influence of buoyancy on vortex shedding and heat transfer from a square cylinder in proximity to a wall, *Numer. Heat Trans.*, Part A, 50 (2006), 585–606.
- [4] A. Sohankar, M. Khodadadi, E. Rangraz, Control of fluid flow and heat transfer around a square cylinder by uniform suction and blowing at low Reynolds numbers, *Comput. & Fluids*, 109 (2015) 155–167.
- [5] M.A. Moussaoui, M. Jami, A. Mezrhab, H. Naji, MRT-Lattice Boltzmann simulation of forced convection in a plane channel with an inclined square cylinder, *Int. J. of Therm. Sci.* 49 (2010) 131–142.
- [6] P. Ranjan, A. Dewan, Effect of side ratio on fluid flow and heat transfer from rectangular cylinders using the PANS method, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 61 (2016) 309–322
- [7] O. Zeitoun, Mohamed Ali, A. Nuhait, Convective heat transfer around a triangular cylinder in an air cross flow, *Int. J. of Therm. Sci.*, 50 (2011), 1685-1697.
- [8] S. Bhadauriyaa, H. Kapadiab, A. Dalalc, S. Sarkard, Effect of channel confinement on wake dynamics and forced convective heat transfer past a blunt headed cylinder, *Int. J. of Therm. Sci.*, 124 (2018), 467–476.
- [9] M.A. Moussaoui, A. Mezrhab, J.P. Fontaine, and M. Bouzidi, Study of heat transfer in an enclosure with a square cylinder using Lattice Boltzmann method, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, (2017) 78: 34804.
- [10] A.A. Mohamad, M. El-Ganaoui, and R. Bennacer, Lattice Boltzmann Simulation of Natural Convection in an Open Ended Cavity. *Int. J. of Therm. Sci.*, 48, (2009), 1870-1875.
- [11] R. Mc Culloch, H. Bindra, Coupled radiative and conjugate heat transfer in participating media using lattice Boltzmann methods, *Comput. & Fluids*, 124, (2016), 261-269
- [12] M. Bouzidi, M. Firdaouss, P. Lallemand, Momentum transfer of a Boltzmann-lattice fluid with boundaries, *Phys. of Fluids*, 13, (2001), 3452-3459.
- [13] P. Lallemand, L-S. Luo, Lattice Boltzmann method for moving boundaries, *J. Comput. Phys.*, 184, (2003), 406-426.
- [14] P. Lallemand, L-S. Luo, Theory of the lattice Boltzmann method: dispersion, dissipation, isotropy, Galilean invariance, and stability. *Phys Rev E*, 61, (2000), 6546–62.
- [15] A. Mezrhab, M. Bouzidi, P. Lallemand, Hybrid lattice Boltzmann finite-difference simulation of convective flows, *Comput. and Fluids*, 33, (2004), 623-641.
- [16] P. Lallemand and L.-S. Luo, Hybrid finite-difference thermal lattice Boltzmann equation, *Int. J. Modern Phys. B*, 17, (2003), 41-47.
- [17] M.A. Moussaoui, M. Jami, A. Mezrhab, H. Naji, Convective heat transfer of laminar flow around two square blocks arbitrary located in a plane channel using hybrid LBM-FDM, *Heat and Mass Transf.*, 45, (2009), 1373-1381.
- [18] M.A. Moussaoui, M. Jami, A. Mezrhab, H. Naji, M. Bouzidi, Multiple relaxation-time lattice Boltzmann computation of channel flow past a square cylinder with an upstream control bi-partition, *Int. J. for Numer. Methods in Fluids*, 64, (2010), 591-608.

Homogénéité thermique d'un écoulement de polymère fondu dans le chenal d'une monovis

Liangxiao BU¹, Yao AGBESSI², Jordan BIGLIONE¹, Yves BERAUX^{3*}, Jean-Yves CHARMEAU²

¹LaMCoS UMR 5259 INSA-Lyon, Université de Lyon, 85 rue H. Becquerel 01100 Oyonnax, France

²IMP UMR 5223 INSA-Lyon, Université de Lyon, 85 rue H. Becquerel 01100 Oyonnax, France

³GEPEA UMR 6144 IUT de Nantes, Université de Nantes, 2 avenue Prof. Rouxel, 44470 Carquefou, France

*(auteur correspondant : yves.bereaux@univ-nantes.fr)

Résumé - Dans ce travail on utilise la méthode de transformée intégrale pour étudier le transfert thermique périodique dans un écoulement par déplacement de paroi et gradient de pression tel qu'on peut le rencontrer dans un écoulement de polymère fondu dans le chenal d'une monovis. Les résultats présentés démontrent l'influence de la contre pression dans l'atténuation d'une perturbation sinusoïdale de température et l'importance de la plus petite valeur propre calculée pour caractériser la solution de température.

Nomenclature

D	diffusivité thermique, m^2/s	ΔP	Différence de pression, Pa
H	profondeur, m	θ	température adimensionnelle
L	longueur du chenal, m	$\bar{\theta}_k$	k ème transformée intégrale de la température
Pe	nombre adimensionnel de Péclet	η	Viscosité, Pa.s
p_g	gradient de pression adimensionnel	Ω	fréquence adimensionnelle
V_{bz}	Vitesse circonférentielle de vis, m/s	μ, λ	valeur propre réelle ou complexe
Y_k	k ème fonction propre	τ	temps adimensionnel
Y, Z	coordonnées dimensionnelles dans le chenal,	<i>Indices et exposants</i>	
y, z	coordonnées adimensionnelles	j, k	indice de valeur propre
<i>Symboles grecs</i>			

1. Introduction

La plastification par monovis, utilisée dans les procédés d'extrusion ou d'injection-moulage, est le moyen principal pour mettre en œuvre les polymères techniques ou de grande diffusion.

Durant cette phase de plastification, le matériau polymère est fondu sous l'action combinée de l'auto-échauffement créé par le cisaillement du à la rotation de la vis d'une part, et de la chaleur apportée par conduction par les colliers chauffants. Une fois le polymère complètement fondu, il s'écoule dans la zone de pompage de la vis, suivant un profil de vitesse caractéristique par déplacement relatif de paroi et différence de pression. La très grande viscosité des polymères à l'état fondu implique que l'écoulement est laminaire et que le nombre de Reynolds est voisin de zéro. Par contre, la faible diffusivité thermique des polymères à l'état fondu implique que la convection est dominante sur la diffusion, ce qui conduit à des nombres de Peclet très grands. Toutefois, la longueur du chenal dans le sens de l'écoulement est suffisamment grande pour que le transfert de chaleur présente des effets de diffusion significatifs. En effet, les ordres de grandeurs pour des cas de plastification courants démontrent que le temps de séjour est de l'ordre d'un dixième du temps caractéristique de diffusion thermique.

Propriétés du PEHD	Valeurs
Viscosité à 100 s^{-1}	1470 Pa.s
Conductivité thermique, k_s	0.186 W/(m.K)
Chaleur spécifique, C_p	1317 J/kg
Masse volumique (fondu), ρ_s	750 kg/m ³
Paramètre procédé	
Fréquence de rotation N_s	50 rpm
Température zone d'alimentation, T1, de compression, T2 et de pompage, T3	150 C, 160 C, 170 C
Contre-pression	130 bar
Géométrie de la vis	
Diamètre vis D_s et Pas de vis	36 mm
Profondeur de chenal zone d'alimentation, H_f et de pompage, H	5.6 mm 2.0 mm
Longueur de chenal zone d'alimentation, compression et pompage	9.3, 7, 7

 Tableau 1 : *Propriétés physiques du polymère et conditions opératoires*

Dans le procédé d'injection moulage on atteint habituellement un bon niveau de qualité qui fait de ce procédé le moyen de production de référence pour la grande série et les hautes cadences. Néanmoins, des fluctuations du procédé peuvent toujours apparaître, ce qui impose un contrôle qualité permanent dans l'industrie. Parmi les causes possibles de ces défauts de qualité, des fluctuations de la phase de plastification, qui se situe au début du processus de la transformation du polymère, pourraient être la cause de perturbation de la température se propageant tout au long de l'écoulement jusque dans le moule, à cause de la faible diffusivité thermique des polymères.

L'objectif principal de ce travail est alors d'étudier la capacité des écoulements par déplacement de paroi et différence de pression à disperser plus ou moins efficacement une perturbation transitoire de température en amont de la zone de pompage. En particulier, dans ce type d'écoulement, le niveau de contre pression (différence de pression positive) est un paramètre de réglage sur lequel on peut agir pour changer la configuration de l'écoulement dans la vis de plastification. Il est d'ailleurs bien connu dans le domaine de la plasturgie qu'une augmentation de la contre-pression augmente le niveau de cisaillement dans le chenal et améliore le mélange. Toutefois, si il est relativement facile de mesurer cette amélioration pour un mélange purement mécanique, ceci est nettement plus délicat lorsque des effets de diffusion sont présents en même temps que la convection. D'ailleurs, il n'y a pas de résultats dans la littérature documentant les conséquences sur l'homogénéité thermique d'un écoulement dans le chenal d'une monovis lorsqu'on change la configuration de l'écoulement par déplacement et différence de pression, à la différence des écoulements de Poiseuille dans des tubes cylindriques qui ont été étudiés auparavant.

La méthode des transformées intégrales qui est utilisée pour cette étude, est une méthode semi-analytique de résolution des équations aux dérivées partielles qui a trouvé son application principalement dans le domaine des échangeurs de chaleurs [4], [3]. La méthode des transformées intégrales donne une vue plus pertinente de la structure de la solution dans les problèmes de convection-diffusion que ne le permettent les méthodes numériques courantes comme les éléments finis, les différences finies ou encore les volumes finis. En effet, elle consiste à calculer un nombre fini de valeurs et de fonctions propres, pour chaque problème. Ces valeurs propres contiennent l'information suffisante selon laquelle la perturbation de température

va se propager et se distordre. De plus, comme ces valeurs propres sont des invariants scalaires, ils peuvent être utilisés pour construire des indicateurs de mélange objectifs et comparer différents écoulements entre eux.

Ici, la méthode des transformées intégrales est appliquée au problème de convection forcée instationnaire, avec une condition de température d'entrée sinusoïdale dans un chenal rectangulaire. On utilise le profil de vitesse développé correspondant à un écoulement par déplacement de paroi et différence de pression.

2. Transfert de chaleur dans le chenal d'une monovis

La zone de pompage d'une vis peut être vue comme un chenal rectangulaire de largeur infinie par rapport à sa profondeur H constante, avec le fourreau en rotation relativement à la vis [1], ceci réduisant la complexité du problème d'un écoulement transitoire tridimensionnel à un problème stationnaire bidimensionnel. Si on prend la profondeur du chenal H comme longueur de référence et la vitesse circonférentielle de la vis V_{bz} comme vitesse de référence on a alors le profil de vitesse :

$$u(y) = p_g(y^2 - y) + y \quad (1)$$

$$p_g = \frac{\Delta P}{L} \frac{H^2}{2\eta_0 V_{bz}} \quad (2)$$

$$y = \frac{Y}{H} \quad (3)$$

où y est une variable de profondeur adimensionnelle et p_g est un gradient de pression adimensionnel dont la valeur peut être choisie librement, η_0 représente la viscosité et ΔP est une différence de pression. Ce profil de vitesse est stationnaire, laminaire et développé.

L'équation de convection-diffusion est utilisée pour décrire la température dans le chenal de la vis. Comme souligné dans l'Éq. 4 le terme de gauche représente la convection de la chaleur suivant la direction de l'écoulement et le terme de droite représente la diffusion suivant la direction transversale y à l'écoulement.

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u(y) \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (4)$$

avec :

$$z = \frac{DZ}{H^2 V_{bz}}, \quad \tau = \frac{Dt}{H^2}, \quad P_e = \frac{H V_{bz}}{D} \quad (5)$$

Dans ce qui précède, D est un coefficient de diffusion thermique, z représente la variable adimensionnelle d'espace dans le sens de l'écoulement et τ le temps adimensionnel. Le nombre de Peclet P_e dépasse généralement la valeur de 1000 dans les procédés, ce qui indique que le problème est dominé par la convection.

3. Méthode de transformée intégrale pour la convection forcée laminaire

3.1. Problème stationnaire

Le problème stationnaire de convection forcée dans une conduite rectangulaire est un problème de classe I selon Mikhailov [5], avec des conditions aux limites homogènes :

$$u(y) \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (6)$$

$$\begin{aligned}\mu_k^2 u(y) Y_k + \frac{d^2 Y_k}{dy^2} &= 0 \\ Y_k &= 0 \text{ a } y = 0 \text{ and } y = 1\end{aligned}\quad (7)$$

où trouver le champ de température $\theta(y, z)$ représente le problème principal tandis que trouver les valeurs propres μ_k et les fonctions propres associées $Y_k(y)$ représentent le problème auxiliaire. La transformée intégrale est alors définie par :

$$\bar{\theta}_k(z) = \int_0^1 \frac{1}{N_k} u(y) \theta(y, z) Y_k(y) dy \quad (8)$$

$$\theta(y, z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{N_k} \bar{\theta}_k Y_k(y) \quad (9)$$

$$N_k^2 = \int_0^1 u(y) Y_k(y) Y_k(y) dy \quad (10)$$

où N_k est la norme de la fonction propre.

La température d'entrée en $z = 0$ peut être une fonction quelconque de y :

$$\theta(y, 0) = f(y) \quad (11)$$

La transformée intégrale de la température obéit à l'équation différentielle ordinaire :

$$\frac{d\bar{\theta}_k}{dz} + \mu_k^2 \bar{\theta}_k = 0 \quad (12)$$

dont la solution est simplement :

$$\bar{\theta}_k = \bar{f}_k \exp(-\mu_k^2 z) \quad (13)$$

où \bar{f}_k est la transformée intégrale de la condition de température d'entrée Éq. 11 cette fois.

Les calculs précédents nous permettent d'exprimer le champ de température solution comme :

$$\theta(y, z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{N_k} \bar{f}_k \exp(-\mu_k^2 z) Y_k(y) \quad (14)$$

3.2. Problème transitoire

Le problème thermique transitoire est défini par l'Éq. 15 :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u(y) \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (15)$$

$$\theta(0, z, \tau) = 0 \quad (16)$$

$$\theta(1, z, \tau) = 0 \quad (17)$$

$$\theta(y, 0, \tau) = \cos(\Omega \tau) \quad (18)$$

où les mêmes conditions aux limites s'appliquent à l'exception de la température d'entrée qui désormais est sinusoïdale. A l'instar de Cotta *et al.* [2] nous recherchons une solution comme étant la partie réelle de la solution complexe :

$$\theta(y, z, \tau) = \text{Re} \left(\tilde{\theta}(y, z) \exp(i\Omega \tau) \right) \quad (19)$$

Le champ de température inconnu $\tilde{\theta}$ est inséré dans l'équation différentielle précédente Éq. 15 pour former un nouveau problème principal :

$$i\Omega\tilde{\theta} + u(y)\frac{\partial\tilde{\theta}}{\partial z} = \frac{\partial^2\tilde{\theta}}{\partial y^2} \quad (20)$$

tout en conservant le même problème auxiliaire.

La transformée intégrale est alors définie par :

$$\tilde{\theta}_j(z) = \int_0^1 u(y)\frac{1}{N_j}Y_j(y)\tilde{\theta}(y, z)dy \quad (21)$$

$$\tilde{\theta}(y, z) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{N_j}Y_j(y)\tilde{\theta}_j(z) \quad (22)$$

Suivant la méthode des transformées intégrales nous obtenons après intégration sur l'intervalle $y = [0, 1]$ le système d'équations différentielles ordinaires couplées :

$$\frac{d\tilde{\theta}_k}{dz} + \mu_k^2\tilde{\theta}_k + i\Omega \sum_{j=1}^{\infty} a_{kj}\tilde{\theta}_j = 0 \quad (23)$$

$$a_{kj} = \frac{1}{N_k N_j} \int_0^1 Y_j Y_k dy \quad (24)$$

Ce système doit être tronqué jusqu'à un ordre fini N pour pouvoir être résolu. On introduit alors le vecteur \underline{X} des températures transformées :

$$\underline{X}(z) = \left(\tilde{\theta}_1(z), \dots, \tilde{\theta}_k(z), \dots, \tilde{\theta}_N(z) \right) \quad (25)$$

Ce vecteur \underline{X} est solution d'un système linéaire symétrique d'équations différentielles ordinaires

$$\dot{\underline{X}} = -\underline{A} \cdot \underline{X} \quad (26)$$

$$A_{kj} = \mu_k^2 \delta_{kj} + i\Omega a_{kj} \quad (27)$$

Cotta *et al.* [2] proposent de résoudre ce système en calculant les valeurs et vecteurs propres de la matrice \underline{A} .

4. Résultats et discussion

La question la plus importante à laquelle ce modèle tente de répondre est de savoir comment une fluctuation thermique de fréquence adimensionnelle Ω donnée est transportée à l'autre extrémité du chenal et comment ce signal voit son amplitude et son déphasage affecté par la forme du champ de vitesse qui le transporte. Un moyen simple de le mettre en évidence est de calculer la température moyenne en un point donné à l'aval du chenal et de suivre son évolution au cours du temps. C'est pourquoi nous définissons la température de mélange comme étant

$$\theta_{\text{mxcp}}(z, \tau) = \frac{1}{q} \int_0^1 u(y)\theta(y, z, \tau)dy \quad (28)$$

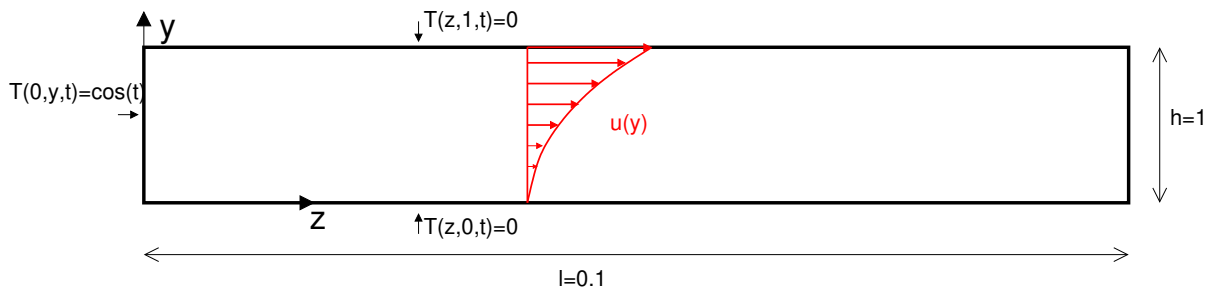


Figure 1 : Conditions aux limites du problème

où q est le débit adimensionnel.

Les comparaisons entre la solution par transformée intégrale et les calculs transitoires par la méthode des éléments finis (MEF) sont présentées sur la Fig. 2 pour trois niveaux différents de gradient de pression. Les calculs par éléments finis ont été conduits avec un nombre de Peclet $Pe = 1000$, en prenant en compte la conduction axiale dans la conservation de l'énergie.

Le code de calcul utilisé pour valider le modèle est ANSYS Polyflow. Le domaine de calcul adimensionnel retenu comme représentatif du chenal dans la zone de pompage est 1×0.1 et a été maillé en quadrangles 48×400 . Les polynômes d'interpolation retenus pour la vitesse sont quadratiques (quadrangle à 9 noeuds) et quadrilinéaire pour la vitesse et la pression (quadrangle à 4 noeuds). Le schéma temporel retenu est celui de Crank-Nicholson avec un pas de temps adimensionnel maximal de 0.1.

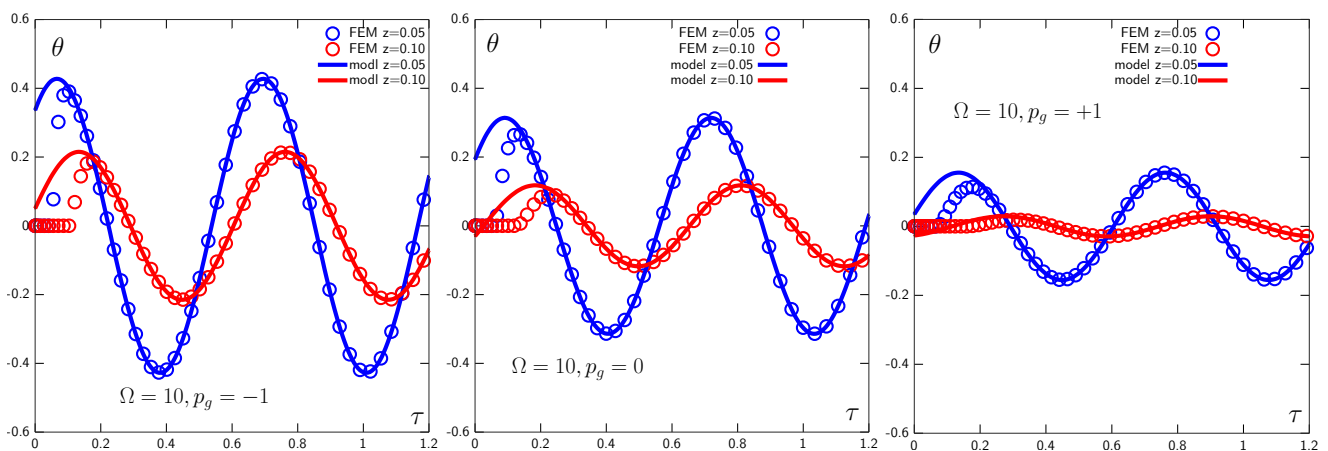


Figure 2 : Température moyenne de mélange suivant le temps adimensionnel τ pour trois valeurs différentes du gradient de pression : $p_g = -1$ gauche ; $p_g = 0$, centre ; $p_g = +1$, droite. Comparaison entre le modèle et les résultats de simulation numérique MEF à $Pe = 1000$. Fréquence de la température d'entrée $\Omega = 10$.

On constate que, après que l'onde de température ait atteint le point de mesure, l'accord entre la solution périodique donnée par le modèle et les résultats numériques (MEF) est excellent, quelque soit le gradient de pression envisagé. Ceci valide complètement la démarche de Cotta *et al.*[2], pour un nouveau profil de vitesse et une fréquence bien plus importante que celle qu'il avait envisagée. Nous pouvons voir également clairement l'étendue de l'atténuation causée par une différence de pression positive (contre-pression) comparée à une différence de pression négative ou nulle.

On remarque également Fig. 3 que le signal de température est nettement plus atténué lorsque

la fréquence de la température d'entrée Ω augmente.

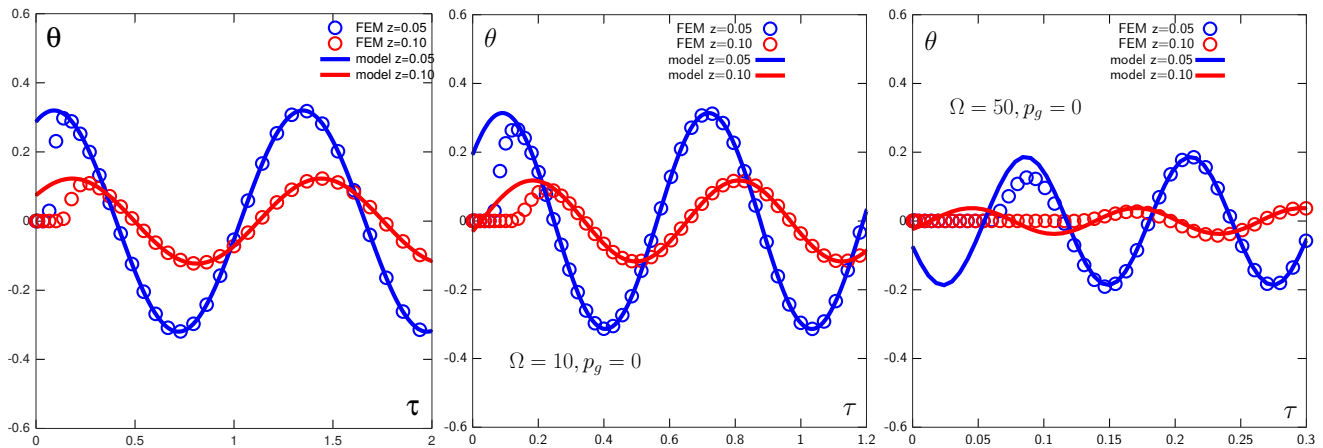


Figure 3 : Température moyenne de mélange suivant le temps adimensionnel τ pour trois valeurs différentes de fréquence adimensionnelle $\Omega = 5, 10, 50$, pour un gradient de pression adimensionnel identique $p_g = 0$. Comparaison entre le modèle et les résultats de simulation numérique MEF à $Pe = 1000$.

5. Conclusion

La méthode de transformée intégrale a été utilisée pour étudier le transfert thermique périodique dans un écoulement par déplacement de paroi et gradient de pression. Les résultats présentés démontrent qu'une contre-pression atténuée plus efficacement une perturbation sinusoïdale de température à l'amont du canal de la vis.

Références

- [1] L. X. Bu, Y. Agbessi, Y. Béreaux, and J.-Y. Charneau. Thermal homogeneity of plastication processes in single-screw extruders. *AIP Conference Proceedings*, 1960(1) :120006, 2018.
- [2] R.M. Cotta and M.N. Ozisik. Laminar forced convection inside ducts with periodic variation of inlet temperature. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29(10) :1495 – 1501, 1986.
- [3] M. Fakoor-Pakdaman, M. Ahmadi, and M. Bahrami. Unsteady internal forced-convective flow under dynamic time-dependent boundary temperature. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 28(3) :463–473, 2014.
- [4] S. Kakac, W. Li, and R. M. Cotta. Unsteady laminar forced convection in ducts with periodic variation of inlet temperature. *Journal of Heat Transfer*, 112(4) :913–920, 1990.
- [5] M. D. Mikhailov and M. N. Ozisik. *Unified analysis and solutions of heat and mass diffusion*. Dover, 1994.

Remerciements

Ce travail a bénéficié du soutien du FUI SAPRISTI (contrat post-doctoral de Y. Agbessi). Liangxiao Bu a bénéficié du soutien du China Scholarship Council (contrat doctoral).

Etude numérique d'un panache thermique de transition dans une cavité confinée en présence d'un couplage convection-rayonnement

Ying Wang^{1,*}, Anne Sergent^{2,3}, Didier Saury⁴, Denis Lemonnier⁴, Patrice Joubert¹

¹ Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement, Université de La Rochelle, Avenue Michel Crépeau, F-17042 La Rochelle

² LIMSI, CNRS, Université Paris-Saclay, Bât 508, Campus Universitaire, F-91405 Orsay

³ Sorbonne Université, Faculté des Sciences et Ingénierie, UFR d'Ingénierie, F-75005 Paris

⁴ 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 - Ce travail présente l'étude numérique d'un panache thermique dans une enceinte confinée remplie d'un gaz participatif d'un point de vue du rayonnement, autour de la transition vers l'instationnarité. Le couplage convection-rayonnement est d'abord étudié pour un milieu gris avec différentes épaisseurs optiques, puis pour un mélange réel (air-vapeur d'eau). Les résultats sont comparés à une situation de convection pure afin d'évaluer l'influence du rayonnement sur l'écoulement généré. La présence d'un transfert radiatif entraîne toujours une stabilisation du panache, d'autant plus importante que l'épaisseur optique est élevée et une onde plane stationnaire est observée en régime périodique.

Nomenclature

E_k énergie cinétique sans dimension
 f_1 fréquence fondamentale sans dimension
 H hauteur du domaine, m
 L^+ luminance adimensionnelle
 p_m pression motrice sans dimension
 q'_s flux par unité de longueur, $W.m^{-1}$
 q_{paroi}^{net} flux radiatif net de paroi adimensionnel
 T température, K
 t temps adimensionnel
 u_i composantes de vitesse sans dimension,
 $u_i = (u, v, w)$
 X_i coordonnées spatiales, m
 $X_i = (X, Y, Z)$
 x_i coordonnées spatiales sans dimension,
 $x_i = (x, y, z)$

Nombres adimensionnels

Nu nombre de Nusselt
 Pl nombre de Planck
 Pr nombre de Prandtl
 Ra nombre de Rayleigh

Lettres grecques

α diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
 β coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
 Δ différence ou pas d'espace
 ε émissivité
 θ température réduite
 κ coefficient d'absorption, m^{-1}
 λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 ν viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
 σ constante de Stefan-Boltzmann,
 $W.m^{-2}.K^{-4}$
 τ épaisseur optique
 φ_s''' source de chaleur volumique sans dimension
 φ_r''' source radiative sans dimension

Indices et exposants

c critique
 λ longueur d'onde, μm
 0 ambiant ou corps noir

1. Introduction

Les panaches thermiques en milieu confiné constituent des écoulements complexes en raison de leur sensibilité aux conditions aux limites et à la stratification thermique, qui peuvent présenter une forte intermittence [1]. Le problème de la bifurcation d'un écoulement de panache confiné en 2D a été initialement posé par Desrayaud et Lauriat [2], qui ont montré l'existence d'une transition vers l'instationnarité pour un nombre de Rayleigh critique proche de $3,0 \times 10^7$ en 2D. Bastiaans et al. [3] ont précisé cette valeur critique et ont étendu leurs études à un panache turbulent en 3D. Plus récemment, Hernández [1] a étudié les différents régimes de panache 3D dans une cavité confinée et a observé une persistance du seul mode d'oscillation transversale en régime périodique. Certaines de ces configurations sont considérées dans les travaux de ([4], [5], [6]), qui ont réalisé une étude expérimentale et numérique pour un panache de transition au-dessus d'un cylindre horizontal dans une enceinte fermée. Ils ont observé une transition du panache et étudié l'influence de l'écoulement sur le transfert de chaleur. Cependant, ces études se sont intéressées à des écoulements de convection naturelle pure. Lorsque le fluide est un gaz participant au sens radiatif, le rayonnement modifie les échanges thermiques au sein de la cavité ainsi que la dynamique de l'écoulement [7]. De nombreuses études du couplage convection-rayonnement ont déjà été réalisées dans une cavité différentiellement chauffée. Lauriat [8] et Yucel et al. [9] ont étudié l'influence du rayonnement dans une cavité 2D en assimilant le milieu à un gaz gris avec différentes épaisseurs optiques. Des études récentes ([10], [11], [12], [13]) se sont concentrées sur le cas de l'air humide dans une cavité 3D. Il est démontré que le rayonnement de gaz retarde la transition vers la turbulence par la dissipation radiative des gradients de température, épaissit les couches limites et réduit la stratification centrale [11].

Puisque la problématique du panache en présence du couplage convection-rayonnement n'a, à notre connaissance, pas été abordée dans la littérature, nous présentons ici l'étude numérique d'un panache thermique dans une enceinte confinée remplie d'un gaz participatif d'un point de vue du rayonnement, autour de la transition vers l'instationnarité. Le milieu participant est modélisé par d'abord un gaz gris et puis un gaz mélangé. Notre objectif est d'étudier l'influence du rayonnement de gaz sur l'écoulement de panache. Les effets de l'épaisseur optique sont aussi discutés dans cette étude.

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 de côté $H = 1\text{m}$. La source est considérée immatérielle et placée le long d'une ligne, qui génère 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 $T_0 = 300\text{K}$, tandis que les parois verticales sont adiabatiques. Le rayonnement est considéré d'abord dans un milieu de gaz gris en faisant varier le coefficient d'absorption κ , puis pour un mélange de gaz réels (air-vapeur d'eau) avec une fraction molaire égale à 0,02. Les parois verticales sont purement réfléchissantes ($\varepsilon = 0$) et l'émissivité des deux parois horizontales est fixée à $\varepsilon = 1$. A l'état initial, toute la cavité est à T_0 . En convection pure, le problème physique est 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 : le nombre de Planck $Pl = q'_s / (\sigma T_0^4 H)$ 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 3D 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 (α / H) comme quantités de référence. Les équations adimensionnelles sont les suivantes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{-\partial p_m}{\partial x_i} + Pr \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + RaPr \theta \delta_{iz} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial (\theta u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} + \phi_r''' + \frac{1}{Pl} \phi_s''' \quad (3)$$

où θ la température réduite $\theta = (T - T_0) / \Delta T$, avec $\Delta T = q'_s / \lambda$. Les termes ϕ_r''' et ϕ_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, les formes sans dimension de la source radiative ϕ_r''' et le flux radiatif net de paroi q_{paroi}^{net} sont définis comme suit :

$$\phi_r'''(x_i) = \int_0^{+\infty} \tau_\lambda \left[\int_{4\pi} L_\lambda^+(x_i, \vec{s}) d\Omega - 4\pi L_\lambda^{0,+}(x_i) \right] d\lambda \quad (4)$$

$$q_{paroi}^{net}(x_i) = \int_0^{+\infty} \varepsilon \left[\pi L_\lambda^{0,+}(x_i) - \int_{\vec{s} \cdot \vec{n} < 0} L_\lambda^+(x_i, \vec{s}') |\vec{s}' \cdot \vec{n}| d\Omega' \right] d\lambda \quad (5)$$

où $L_\lambda^+(x_i, \vec{s})$ est la luminance monochromatique au point x_i dans la direction \vec{s} , et normalisée par σT_0^4 . L'indice λ est la longueur d'onde, $L_\lambda^{0,+}$ réfère à la luminance de corps noir, \vec{n} la direction normale dirigée vers l'intérieur de la cavité.

Afin de calculer $L_\lambda^+(x_i, \vec{s})$, l'équation de transfert radiatif pour un milieu non-diffusant est résolue comme suit :

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla}^+ L_\lambda^+(x_i, \vec{s}) = \tau_\lambda [L_\lambda^{0,+}(x_i) - L_\lambda^+(x_i, \vec{s})] \quad (6)$$

De plus, les nombres de Nusselt convectif et radiatif moyennés sur les deux parois isothermes sont définis de la manière suivante :

$$Nu_{c, sup}^{2D} = - \int_0^1 \int_0^1 \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{z=1} dx dy \quad (7)$$

$$Nu_{c, inf}^{2D} = \int_0^1 \int_0^1 \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{z=0} dx dy \quad (8)$$

$$Nu_{r, sup/inf}^{2D} = \frac{1}{Pl} \int_0^1 \int_0^1 (q_{paroi}^{net})_{z=0/1} dx dy \quad (9)$$

$$Nu_{total}^{2D} = Nu_{c, sup}^{2D} + Nu_{c, inf}^{2D} + Nu_{r, sup}^{2D} + Nu_{r, inf}^{2D} \quad (10)$$

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 [14, 15], 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. La luminance est calculée sur chaque direction discrète par une méthode de volumes finis et un schéma d'interpolation à coefficients variables (schéma de Lathrop). Le comportement spectral du gaz réel est traité par un modèle SLW avec 8 gaz gris, qui présente un excellent compromis entre temps de calcul et précision [16].

Nous considérons ici une source volumique de chaleur placée le long de la ligne $(0,5; y:0,25)$ dont la valeur φ_s''' est égale à $1/\Delta x\Delta z$ sur chaque nœud de la ligne source ($\Delta x\Delta z$ étant la surface adimensionnelle du volume de contrôle).

3. Résultats

Au sein de ce chapitre, nous allons présenter les résultats numériques obtenus pour différents cas : convection pure, couplage convection-rayonnement de gaz gris pour des épaisseurs optiques $\tau \in \{0,1; 0,2; 0,5\}$, et pour un mélange de gaz réels (air-H₂O). Les calculs sont effectués sur un maillage uniforme de taille 129^3 , en respectant une condition $CFL \leq 0,45$. Des calculs menés à $Ra = 10^6$ et 5×10^6 ont conduit dans tous les cas à des écoulements stationnaires, de plus, afin d'étudier la transition à l'instationnarité en présence de rayonnement, nous avons conduit des calculs à $Ra = 1,2 \times 10^7$ ($Pr = 1,12 \times 10^{-6}$). Pour cette valeur, l'écoulement du panache est périodique pour le gaz réel et le gaz gris à $\tau \in \{0,1; 0,2\}$, mais un régime stationnaire est observé à $\tau = 0,5$. Le comportement instationnaire est illustré sur la figure 2, qui présente le spectre de puissance et l'évolution temporelle du nombre de Nusselt total. On observe sur la figure 2(e) que l'oscillation du panache pour le gaz réel est la plus forte, et l'augmentation de l'épaisseur optique conduit à une augmentation de la période des oscillations et à une diminution de leurs amplitudes. De plus, on note que l'écoulement en convection pure à $Ra = 1,2 \times 10^7$ est chaotique (figure 2(a)) et que le transfert radiatif retarde la transition vers la turbulence du panache.

Les figures 3 et 4 présentent les champs de température pendant un cycle d'oscillation du Nu_{total}^{2D} à $\tau \in \{0,1; 0,2\}$, qui correspondent aux points marqués sur la figure 2(e). On observe une oscillation du panache autour de la ligne médiane du plan $y = 0,5$, en opposition de phase entre les plans $y = 0,25$ et $y = 0,75$, qui révèle une onde plane stationnaire déjà observée en convection pure mais à une valeur du nombre de Rayleigh inférieure d'une décade [7]. On observe aussi que l'extension spatiale et l'inclinaison maximale du panache diminuent avec l'augmentation de τ . Afin de comparer les différents cas, les champs moyennés de température $\bar{\theta}$ et d'énergie cinétique $\bar{E}_k = (\bar{u}^2 + \bar{w}^2)/2$ sont présentés sur la figure 5. Les champs thermiques montrent que l'extension spatiale du panache est réduite par le transfert radiatif, ce qui est déjà le cas pour les solutions stationnaires à plus bas nombre de Rayleigh [7]. Concernant l'énergie cinétique, on constate des distributions similaires entre tous les cas, avec cependant une augmentation des niveaux dans le cœur du panache pour le gaz réel et le gaz gris à $\tau = 0,1$ par rapport à la situation de convection pure. Les profils de température $\bar{\theta}$ à différentes hauteurs sont tracés sur la figure 6. Lorsque le gaz participe d'un point du

rayonnement, l'absorption et l'émission diminuent fortement la température au sein de la cavité, excepté près de la source, et homogénéisent le champ de température à un niveau proche de T_0 . Pour le cas du gaz réel dans les conditions de cette étude, on observe que les résultats sont proches de ceux du gaz gris à $\tau = 0,1$.

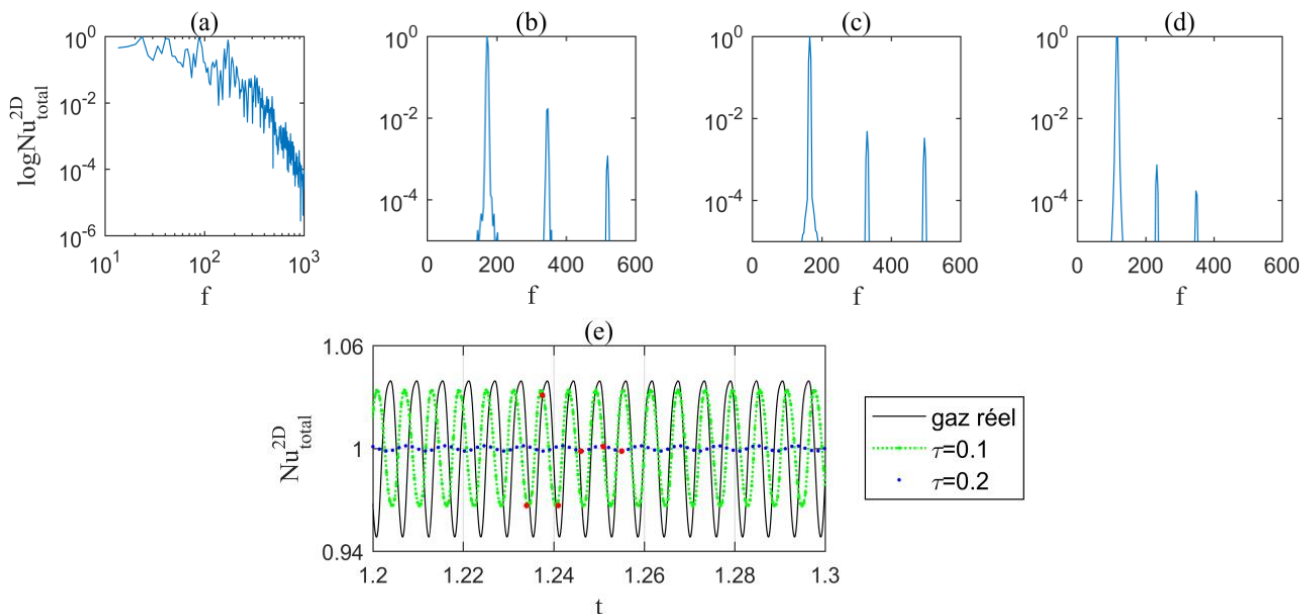


Figure 2 : *Ecoulement périodique à $Ra = 1,2 \times 10^7$ en gaz gris. Spectre de puissance de Nu_{total}^{2D} pour (a) pure convection, (b) gaz réel, (c) $\tau = 0,1$, (d) $\tau = 0,2$. (e) Evolution temporelle de Nu_{total}^{2D} . (Les fréquences fondamentales sont $f_1(b) = 172,2$; $f_1(c) = 165,3$; $f_1(d) = 114,7$).*

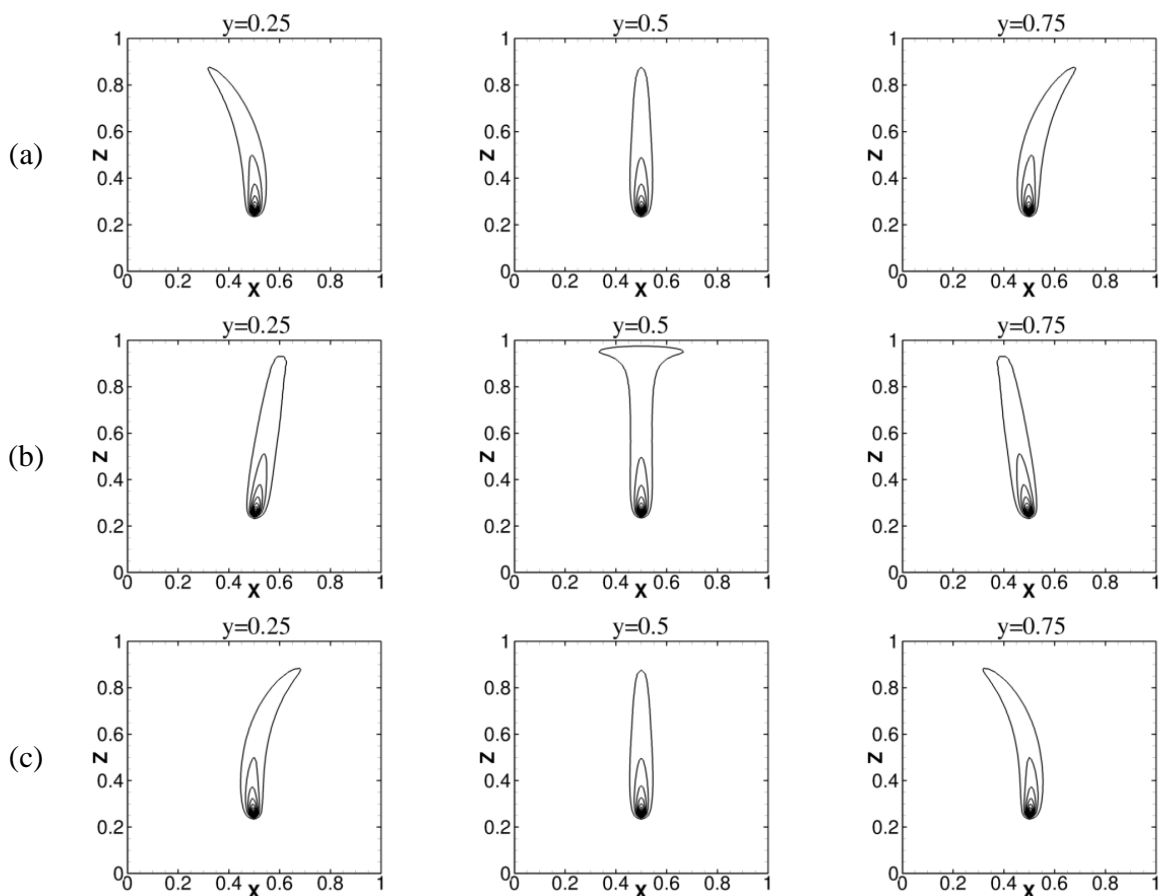


Figure 3 : *Distribution de température pendant un cycle dans trois plans verticaux à $Ra = 1,2 \times 10^7$ et $\tau = 0,1$ aux instants $t = (a) 1,234$, $(b) 1,238$, $(c) 1,241$. Niveaux de température $[0,02 : 0,02 : 0,4]$.*

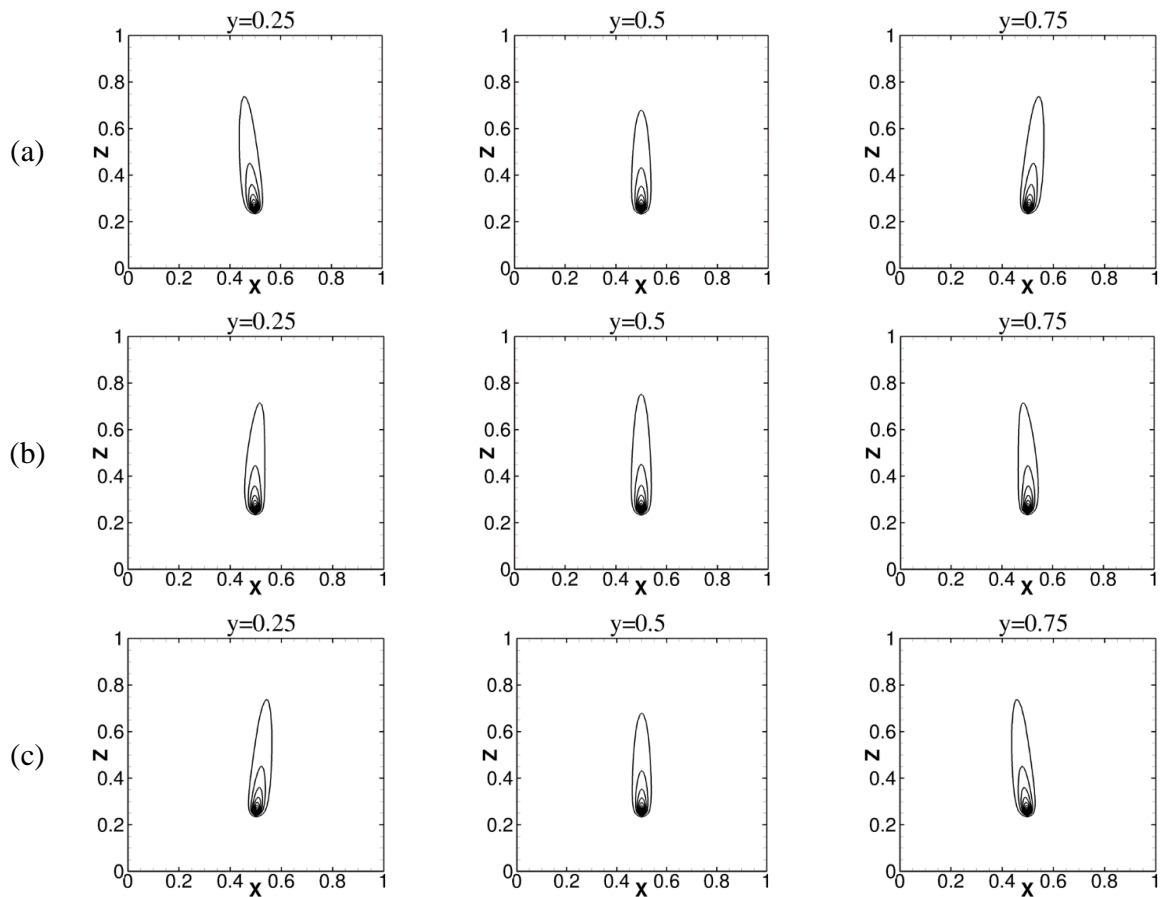


Figure 4 : Distributions de température pendant un cycle dans trois plans verticaux à $Ra = 1,2 \times 10^7$ et $\tau = 0,2$ aux instants $t = (a)1,246, (b)1,251, (c)1,255$. Niveaux de température $[0,02 : 0,02 : 0,4]$.

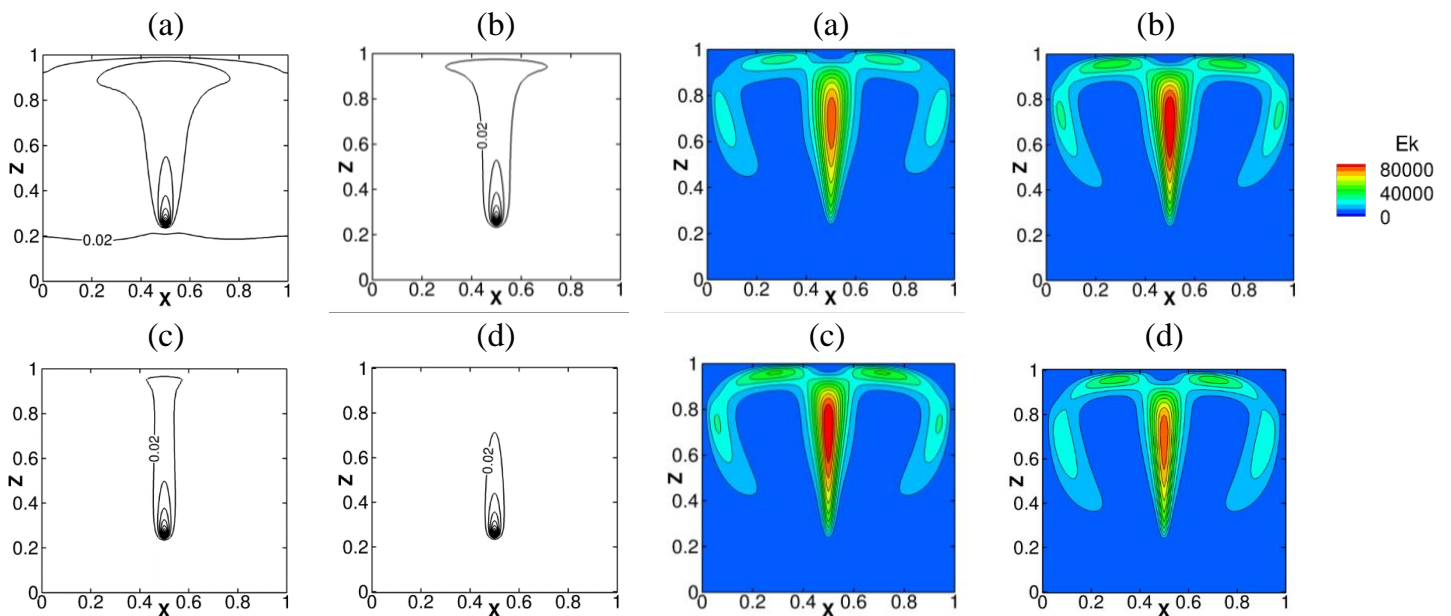


Figure 5 : Distributions de température moyenne (gauche) et d'énergie cinétique moyenne (droite) dans le plan médian à $Ra = 1,2 \times 10^7$ pour (a) convection pure, (b) gaz réel, (c) gaz gris $\tau = 0,1$, (d) gaz gris $\tau = 0,2$. Niveaux de température $[0,02 : 0,02 : 0,4]$.

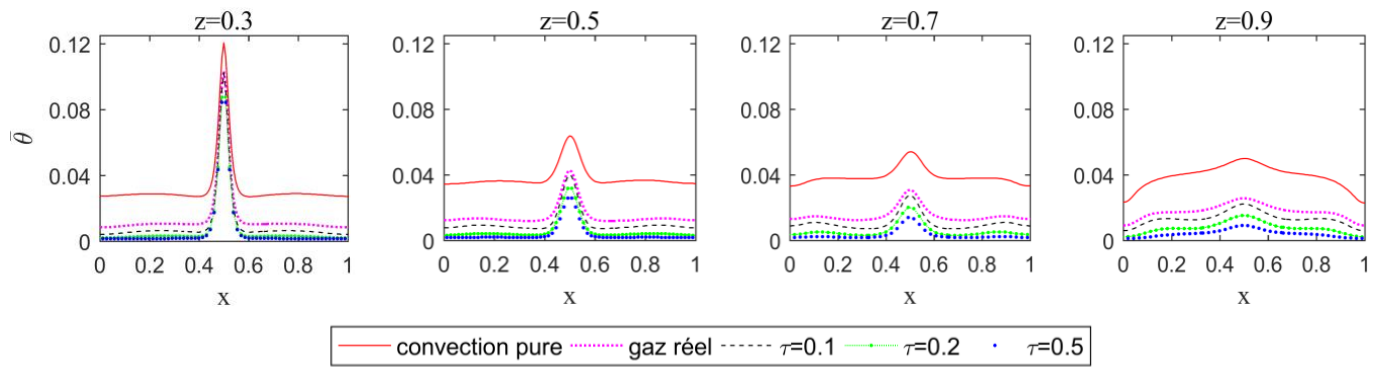


Figure 6 : Profils de température moyenne à des hauteurs différentes dans le plan médian à $Ra = 1,2 \times 10^7$. Comparaison entre les différents cas.

Une comparaison des valeurs caractéristiques pour les différents cas est donnée dans le tableau 2. On rappelle que le transfert radiatif entraîne toujours une stabilisation du panache. En outre, le rayonnement du gaz diminue la température maximale et redistribue les flux aux parois. Le flux convectif sur la paroi supérieure diminue lorsque τ augmente, ce qui conduit à la diminution de l'extension ou la hauteur du panache observées sur les figures 3 et 4. Pour le cas du gaz réel, les flux radiatifs aux parois sont plus faibles que ceux obtenus pour le gaz gris à $\tau = 0,1$, mais restent comparables. La température maximale est, quant à elle, légèrement plus forte.

Cas	Régime	$\bar{\theta}_{\max}$	$\overline{Nu}_{c, \text{inf}}^{2D}$	$\overline{Nu}_{c, \text{sup}}^{2D}$	$\overline{Nu}_{r, \text{inf}}^{2D}$	$\overline{Nu}_{r, \text{sup}}^{2D}$	
Convection pure	Chaotique	0,439	0,135	0,863	ND	ND	
Gaz gris	$\tau = 0,1$	Périodique	0,425	0,014	0,311	0,297	0,376
	$\tau = 0,2$	Périodique	0,419	0,012	0,230	0,330	0,427
	$\tau = 0,5$	Stationnaire	0,413	0,019	0,106	0,401	0,472
Gaz réel	Périodique	0,426	0,056	0,346	0,242	0,355	

Tableau 2 : Comparaison des régimes d'écoulement pour différents cas à $Ra = 1,2 \times 10^7$.

4. Conclusion

Les résultats de simulations numériques 3D d'un panache en présence d'un couplage convection-rayonnement sont présentés. Un panache périodique est observé dans un milieu de gaz gris pour $\tau = 0,1$ et $0,2$, qui est trouvé à un décalage d'environ une décade de la transition en convection pure ($Ra_c \approx 1,01 \times 10^6$). Une observation du mouvement de l'onde plane à $\tau = 0,1$ et $0,2$ montre que l'augmentation de l'épaisseur optique conduit à une augmentation de la période des oscillations, elle entraîne aussi une diminution de l'extension spatiale et de l'inclinaison maximale du panache. Le comportement du rayonnement dans le cas d'un gaz réel (air-H₂O) est aussi étudié, et on observe que pour les conditions de l'étude, les résultats sont proches de ceux obtenus pour un gaz gris à $\tau = 0,1$. La prochaine étape de ce travail est d'étudier l'influence du rayonnement de gaz sur un panache en régime pleinement turbulent.

Références

- [1] R. H. Hernández, Natural convection in thermal plumes emerging from a single heat source, *Int. J. Thermal Sciences.*, 98 (2015), 81-89.

- [2] G. Desrayaud, G. Lauriat, Unsteady confined buoyant plumes, *J. Fluid Mech.*, 252 (1993), 617-646.
- [3] 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.
- [4] D. Angeli, A. Pagano, M. A. Corticelli, A. Fichera, G. S. Barozzi, Bifurcations of natural convection flows from an enclosed cylindrical heat source, *Frontiers in Heat and Mass Transf.*, 2 (2011), 023003.
- [5] D. Angeli, A. Pagano, M. A. Corticelli, G. S. Barozzi, Routes to chaos in confined thermal convection arising from a cylindrical heat source, *Chaotic Modeling and Simulation*, 1 (2011), 61-68.
- [6] D. Fiscaletti, D. Angeli, L. Tarozzi, G.S. Barozzi, Buoyancy-induced transitional flows around an enclosed horizontal cylinder: An experiment, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 58 (2013), 619-631.
- [7] Y. Wang, A. Sergent, D. Saury, D. Lemonnier, P. Joubert, Simulation numérique de panaches thermiques en cavité en présence d'un couplage convection-rayonnement, *Congrès Français de Thermique 2018*, (2018), 112-119.
- [8] G. Lauriat, Combined radiation-convection in gray fluids enclosed in vertical cavities, *J. Heat Transfer*, 104 (4) (1982), 609. doi: 10.1115/1.3245175.
- [9] A. Yucel, S. Acharya, M. L. Williams, Natural convection and radiation in a square enclosure, *Numer. Heat Transfer, Part A Appl.*, 15 (2) (1989), 261–278. doi: 10.1080/10407788908944688.
- [10] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, Natural convection in an air-filled cavity: Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, 38 (6) (2011a), 679-687.
- [11] A. Ibrahim, D. Saury, D. Lemonnier, Coupling of turbulent natural convection with radiation heat transfer in a square differentially-heated cavity for $Ra=1.5E9$, *Comput. Fluids*, 88 (2013a), 115-125.
- [12] L. Soucasse, P. Rivière, S. Xin, P. Le Quéré, A. Soufiani, Numerical study of coupled molecular gas radiation and natural convection in a differentially cubical cavity, *Comput. Therm. Sci.*, 4 (4) (2012), 335-350.
- [13] Y. Billaud, D. Saury, D. Lemonnier, Numerical investigation of coupled natural convection and radiation in a differentially heated cubic cavity filled with humid air. Effects of the cavity size, *Numerical Heat Transf.*, 72 (2017), 495-518.
- [14] 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.
- [15] L. Cadet, P. Joubert, A. Sergent, D. Saury, Y. Fraigneau, D. Lemonnier, logiciel RadiatiOn COncvection COupling ROCOCO, Certificat Agence pour la Protection des Programmes, IDDN.FR.001.260016.000. S.P.2017.000.31235, nov. 2016
- [16] V. Goutiere, F. Liu, A. Charrette, An assessment of real-gas modelling in 2d enclosures, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transf.*, 64 (3) (2000), 299–326.

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 LaSIE, LIMSI et PPRIME.

Heat Transfer Enhancement by Electromagnetic Forcing in Duct Flow

Rawad HIMO^{1,2*}, Charbel HABCHI²

¹University of Nantes, Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTeN) UMR CNRS6607, B.P. 50609, 1 rue Christian Pauc, 44306 Nantes Cedex 3, France

² Notre Dame University - Louaize, Thermofluids Research Group, Zouk Mosbeh, Lebanon

*(Corresponding author: rawad.himo@univ-nantes.fr)

Abstract - Electromagnetic forcing could be used to produce streamwise vortices in order to enhance the heat and mass transfer processes in ducts and pipes. In our current study we take this novel method to a more practical use, to suggest a Magneto hydrodynamic heat exchanger in which several transverse Lorentz forces are arranged along the streamwise direction to produce secondary flow structures and enhance mixing of hot fluid particles near the wall with cold fluid particles near the center. The Reynolds number based on the mean flow velocity and hydraulic diameter is taken 1000. The flow structures, the local heat transfer and the thermal performances are quantitatively analyzed to show the effectiveness of this concept. Increases by more than 100% in the global Nusselt number and the thermal performance were detected. Several configurations of forcings were tested, where it was found that the increase in local and global Nusselt is more efficient with subsequent forces of the same direction, rather than changing directions.

Nomenclature

A	overall area of heat transfer, m^2	S	exchange area, m^2
B	magnetic field, T	T	temperature, K
c	heat capacity of the fluid, J/kgK	ΔT_{lm}	log mean temperature difference, K
F	Lorentz force, N/m^3	\mathbf{u}	velocity vector field, m/s
GCI	Grid convergence index		
h	convective heat transfer coefficient, W/m^2K	<i>Greek symbols</i>	
J	current density, A/m^3	ρ	density, kg/m^3
k	bulk fluid thermal conductivity, W/mK	μ	dynamic viscosity, Pa.s
Nu	global Nusselt number	ϕ	electric field scalar potential, V
Nu_z	local Nusselt number	σ	electric conductivity of the fluid, S
p_c	apparent order of converge		
q	overall rate of heat transfer, W		

1. Introduction

Vortex Generators have been extensively studied and used in multifunctional heat exchangers/reactors to enhance heat and mass transfer. While, two main types of vortices can be distinguished, namely: longitudinal and transverse. Previous studies [1] proved that longitudinal VGs, having a principal axis in the direction of the flow, are more efficient since they induce swirling motions, not otherwise witnessed in the quasi-2D flows generated by transverse VGs.

Different shapes and angles of attack for the inserts have been addressed in the literature to generate longitudinal as well as transverse vortices [2, 3, 4]; hence, the two aforementioned control parameters (shape and angle of attack) affect the flow structure, in addition to the evident

importance of the main flow's Reynolds number. Extensive attempts of studying the shapes and orientations of vortex generators remain mostly stochastic design problems that are relatively time consuming, experimentally and numerically. In the present work, we intend to generate vortices in the flows by using electromagnetic forcing to mimic vortex generators, this type of flows is also known as magneto-hydrodynamics (MHD). Consequently, we transform our control parameters from the geometric features of the vortex generators to the magnitude of the electrical potential and magnetic field; which in fact are more easily controlled by simply adjusting the intensities of the two entities [5].

Many studies in the open literature were performed to analyze the convective heat transfer enhancement in MHD flows [6, 7, 8, 9]. Motozawa *et al.* [10] studied experimentally the convective heat transfer in rectangular smooth duct flow of a magnetic fluid at a Reynolds number of 780. As expected, the local Nusselt increased in the proximity of the external magnetic field. A maximum recorded increase of the Nusselt number was 20%. Considering the difficulty of visualizing the flow, the study did not include an analysis of the flow structure vis-à-vis the heat transfer enhancement. More specifically, an experimental study on MHD flows using a potassium hydroxide solution (KOH) revealed that for low Reynolds numbers the MHD effects are more prominent due to weaker production of turbulence [11]. It is also important to mention that numerical studies have shown that the pressure drop for electrically insulated ducts is lower than electrically conducting walls due to eddy currents generated near the electrically conducting walls [12].

Our previous work showed that by using a transverse Lorentz force in a duct flow where the working fluid is an aqueous solution of 25% wt. KOH; heat transfer is enhanced locally and globally due to the coherent structures that were generated and were correlated to the increase in heat transfer [5]. In this current study, we upgrade this novel method of heat transfer to cater for industrial applications, whereby we use a higher Reynolds number and different configurations of subsequent Lorentz forces to further increase the overall heat transfer.

The paper is organized as follows: the computational domain and numerical procedure are presented in section 2, then the results are discussed in section 3. Finally, section 4. is devoted for the concluding remarks.

2. Problem description

2.1. Governing equations

The flow field is governed by the three-dimensional (3D) steady Navier Stokes equations. The continuity and momentum equations for an incompressible Newtonian fluid in presence of electromagnetic forcing are as follows:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] + \frac{\mathbf{F}}{\rho} \quad (2)$$

where $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ is the Lorentz force, with \mathbf{J} the current density and \mathbf{B} the external magnetic field.

In the present study, the boundary conditions are for fixed electric potential. Thus Ohm's law

is used here to determine the current density as follows:

$$\mathbf{J} = \sigma [-\nabla\phi + (\mathbf{u} \times \mathbf{B})] \quad (3)$$

where ϕ is the electric field scalar potential and σ the electric conductivity of the fluid.

The conservation of electric charge enforces:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (4)$$

Therefore Eq. (3) reduces to

$$\nabla^2\phi = \nabla \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (5)$$

The energy equation for forced convection is also computed in the fluid domain and is given by:

$$\rho c_p \nabla \cdot (\mathbf{u}T) = k \nabla^2 T + \frac{1}{\sigma} \mathbf{J} \cdot \mathbf{J} \quad (6)$$

where c_p is the specific heat and k is the bulk molecular thermal conductivity.

In the present study, the buoyancy effects are negligible compared to the inertial and viscous ones. Consequently, the convection remains forced as per the flow's Reynolds and Rayleigh numbers [14].

2.2. Numerical procedure

The solver used for the flow computation is the CFD code ANSYS Fluent 18.0 [15], which is based on cell-centered finite volume discretization method. The governing equations are solved sequentially with double precision and a second-order upwind scheme [16] for spatial discretization of the convective terms. The diffusion terms are central differenced and second-order accurate. Pressure-velocity coupling is achieved by the Coupled algorithm [15].

The walls are electrically insulated except for the conducting electrodes. The working fluid is an aqueous solution of 25% potassium hydroxide KOH, with dynamic viscosity varying with the fluid temperature [17] according to a polynomial function given in Eq. (7):

$$\mu = 4.917 \times 10^{-7} T^2 - 3.348 \times 10^{-4} T + 5.793 \times 10^{-2} \quad (7)$$

Flow and heat-transfer simulations are carried out for a Reynolds number of 1000, based on the mean flow velocity and the hydraulic diameter, and for uniform wall temperature $T_w = 350$ K. For Reynolds numbers above 1000, higher electrical potential is required to affect, making it less practical for industrial applications. The temperature of the inlet of the computational domain is uniform $T_{in} = 300$ K. Atmospheric pressure is prescribed at the domain outlet. No-slip boundary conditions are prescribed on all solid surfaces. The residual value 10^{-6} is set as the convergence criterion for the solutions of the flow and energy equations. Beyond this value no significant changes were observed in the velocity and temperature fields. It is equally important to note that this numerical method has been validated with DNS results in our previous study [5].

2.3. Computational domain and meshing

The computational domain consists of a square duct of hydraulic diameter $D_h = 10\text{mm}$, with four pairs of electrodes starting from the position $z = 2.5 \times D_h$ and spaced by a distance of $5 \times D_h$. The electrode width (in the flow direction) is equal to $D_h/2$. The electrodes are embedded inside the duct material, therefore the computational domain has a constant cross sectional area. A uniform magnetic field $|\mathbf{B}_{0,y}| = 50\text{ mT}$ is applied in the streamwise direction starting at location where the electrodes are turned on. Therefore an electromagnetic force will be generated at such locations.

The arrangement and polarity of electrodes is chosen in order to obtain forces in the transverse direction to generate secondary flows and mimic the common flow up induced by the pressure gradients across vortex generators which are used for heat and mass transfer enhancement [18, 4]. Five different configurations of electrodes are considered in this study and are all compared with the empty duct flow. The different configurations are summarized in Table 1. In this table configuration (6) corresponds to the empty duct flow without forcing. Configuration (1) is shown in Figure 2 (a).

Electrode Row	1 st	2 nd	3 rd	4 th
Streamwise Location	$\frac{5D_h}{2}$	$\frac{16D_h}{2}$	$\frac{27D_h}{2}$	$\frac{38D_h}{2}$
Configuration (1)	Flow up	Flow left	Flow down	Flow right
Configuration (2)	Flow up	Flow up	Flow up	Flow up
Configuration (3)	Flow up	off	Flow left	off
Configuration (4)	Flow up	off	Flow up	off
Configuration (5)	Flow up	off	off	off
Configuration (6)	off	off	off	off

Table 1 : *Flow configurations*

Non-uniform structured three-dimensional meshes were generated while paying special attention to the near-wall refinement at all solid boundaries (duct wall and electrodes) so as to take into account the high velocity and temperature gradients in these regions. The different mesh densities and their main features are given in Table 2.

To determine the appropriate mesh density for solution grid independence, the solver is run with increasing mesh densities until no significant effect on the results is detected. The mesh validity verification is performed by using the method proposed by Celik [19] where the grid convergence index (GCI) and the apparent order of convergence p_c can be obtained. The mesh validity verification is applied to the global Nusselt number Nu obtained from Eq.8, representing the ratio of convective to conductive transfer:

$$Nu = \frac{hD_h}{k} \quad (8)$$

where h is the overall convective heat transfer coefficient ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}$), D_h the hydraulic diameter, and k is the bulk thermal conductivity of the working fluid.

In Eq.8 h is calculated from the logarithmic mean temperature difference:

$$h = \frac{\dot{q}}{A\Delta T_{lm}} \quad (9)$$

Cell number n	638,880	1,103,937	1,827,011
Mesh size $l = (V/n)^{1/3}$ (mm)	0.0536	0.0446	0.0378
Global time-averaged Nusselt number \overline{Nu}	12.291	12.274	12.266
Grid Convergence Index $GCI(\%)$	–	–	0.17
Apparent order of convergence p_c	–	–	1.77

 Table 2 : *Mesh sensitivity analysis*

where \dot{q} is the overall rate of heat transfer (W) defined in Eq.10, $A(\text{m}^2)$ is the heat transfer area and ΔT_{lm} is the logarithmic mean temperature difference defined in Eq.11.

$$\dot{q} = \dot{m}c_p\Delta T \quad (10)$$

where \dot{m} is the mass flow rate (kg/s) and $\Delta T = T_{out} - T_{in}$ is the bulk temperature difference between the inlet and outlet:

$$\Delta T_{lm} = \frac{(T_w - T_{in}) - (T_w - T_{out})}{\ln\left(\frac{T_w - T_{in}}{T_w - T_{out}}\right)} \quad (11)$$

As shown in Table 2, the uncertainty in the fine-grid solution is found to be about 0.17% and the order of convergence is 1.77. For more details about the calculation of the parameter GCI and p_c , the readers can refer to Celik [19]. It should be noted that the mesh study presented here is performed for configuration (1) which induces high gradients considering the changing direction of the Lorentz forces.

The numerical simulations are performed on eight parallel Intel® Core™ i7-7700 2.80 GHz processors. Each run takes between 12 and 36 hours.

3. Results and discussion

3.1. Temperature distribution

The temperature distribution of the six tested configurations is shown in Figure 1 at four different cross section. It can be clear from configurations (1) and (3), where the forcing changes directions, that the flow structure and temperature distributions change with the changing direction of the imposed Lorentz forces. On the other hand, for configurations (2) and (4) the direction doesn't change. As a result, the flow structure and temperature distributions, highlighted by the primary vortex counter-rotating pair, is further energized after each force instead of being destroyed, leading to more growing secondary vortices near the corners and side walls. Consequently, the secondary flows enhance the advective heat transfer from the hot walls to the cold fluid.

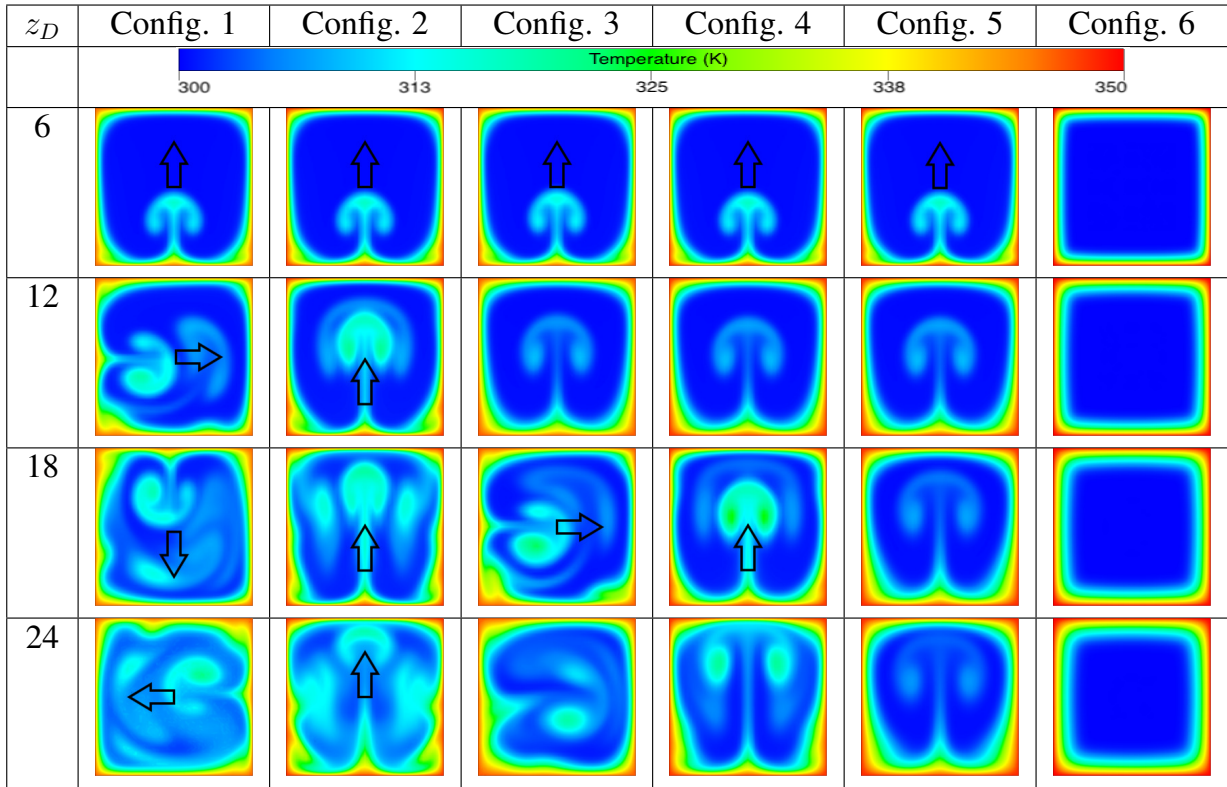


Figure 1 : Temperature distribution for the different configurations at different streamwise locations $z_D = z/D_h$

3.2. Local and global results

The local Nusselt numbers of each configuration is shown in Figure 2 (a) where the effect of the forces on the heat transfer manifest clearly with local increases that begin at the location of the applied force and carry on along the streamwise direction. It is obtained from the span-averaged heat flux at every streamwise position. From Figure 2 (a) the two configurations (1) and (2) can be compared, in addition to also (3) and (4). It is obvious that configuration (2) provide better heat exchange than (1), as is the case for configuration (4) compared to (3); despite having the same input electromagnetic force, where only the direction is varied.

One can therefore summarize those results in a plot showing the global Nusselt number vs the number of forces for both same and different directions of the forces. The global Nusselt is calculated from the log mean temperature method explained in section 2.3. As vorticity is induced more heat is exchanged from to hot walls to the cold fluid, this will in turn raise the average temperature at the end of the duct. This plot in Figure 3 (a) confirms our conclusion from the local results, that having consecutive forces of the same direction is more efficient than changing directions. The thermal performance enhancement introduced in Equation 12 based on the same pumping power [5] is shown in Figure 3 (b) where it can be deduced that despite the increase in friction, thermal performance is improved up to 102% for the same direction forcings and up to 89% for the changing direction. Lastly, it is worthy to note that the difference between the changing and non-changing configurations increases as the number of forces increase and therefore this study leads to the recommendation of using non-changing transverse Lorentz forces for higher efficiency in industrial applications.

$$\eta = \frac{Nu}{Nu_0} \cdot \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (12)$$

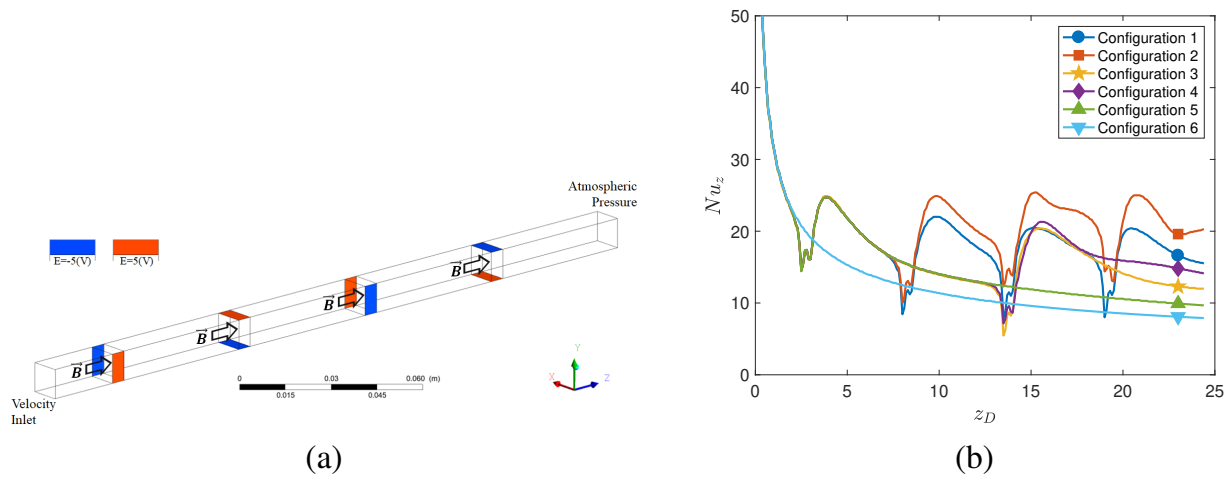


Figure 2 : Setup for Configuration 1, with positive (in red) and negative (in blue) electrodes (a), and local Nusselt number for the different configurations (b)

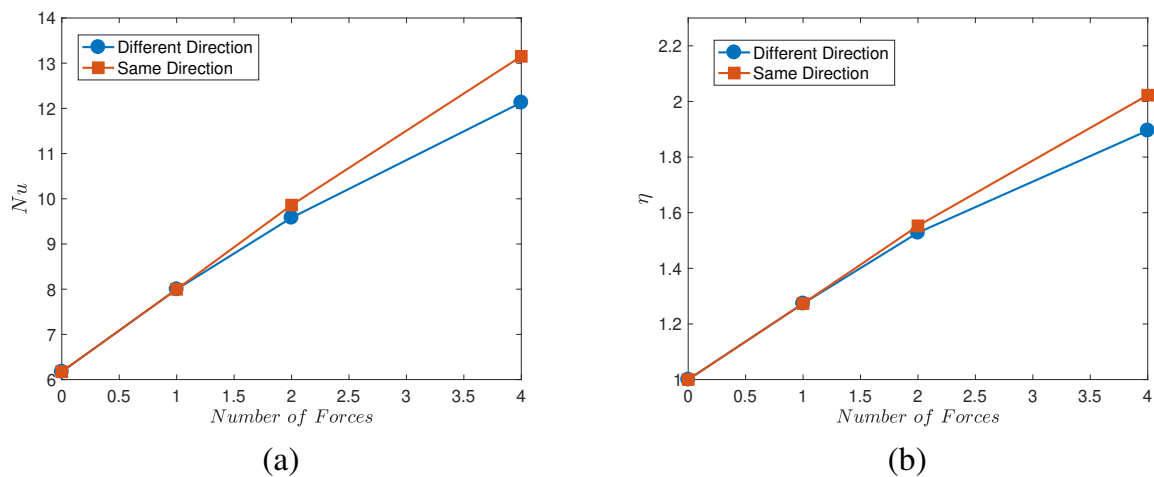


Figure 3 : Global Nusselt (a) and thermal performance enhancement coefficient (b) for the different configurations vs the number of forces

4. Conclusion

The effect of electromagnetic forces in conducting fluid duct flow on the heat transfer has been studied and the results can be summarized below:

- Transverse Lorentz forces in conducting fluid flows improves convective heat transfer by inducing vorticity.
- The global Nusselt number can be increased by more than 100% when using Lorentz forces as vortex generators
- When using consecutive forces, having the same direction is more efficient than changing directions of the forces.

References

- [1] M. Fiebig, Vortices, Generators and Heat Transfer, *Chemical Engineering Research and Design*, 76 (1998) 108-123.
- [2] T.V. Buren, E. Whalen, M. Amitay, Interaction between a vortex generator and a synthetic jet in a crossflow, *Physics of Fluids*, 27 (2015) 107101.

- [3] M. Oneissi, C. Habchi, S. Russeil, D. Bougeard, T. Lemenand, Novel design of delta winglet pair vortex generator for heat transfer enhancement, *International Journal of Thermal Sciences*, 109 (2016) 1-9.
- [4] A. M. Hamed, A. Pagan-Vazquez, D. Khovalyg, Z. Zhang, L.P. Chamorro, Vortical structures in the near wake of tabs with various geometries, *Journal of Fluid Mechanics*, 825 (2017) 167-188.
- [5] R. Himó, C. Habchi, Coherent flow structures and heat transfer in a duct with electro-magnetic forcing, *Physics of Fluids*, 30 (2018) 043605.
- [6] H. Huang, B. Li, Heat transfer enhancement of free surface MHD-flow by a protrusion wall, *Fusion Engineering and Design*, 85 (2010) 1496-1502.
- [7] I.A. Melnikov, E.V. Sviridov, V.G. Sviridov, N.G. Razuvanov, Experimental investigation of MHD heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field, *Fusion Engineering and Design*, 112 (2016) 505-512.
- [8] O. G. Cassells, W. K. Hussam, G. J. Sheard, Heat transfer enhancement using rectangular vortex promoters in confined quasi-two dimensional magnetohydrodynamic flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 (2016) 186-189.
- [9] T. Alam, M.H. Kim, A comprehensive review on single phase heat transfer enhancement techniques in heat exchanger applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 81 (2018) 813-839.
- [10] M. Motozawa, J. Chang, T. Sawada, Y. Kawaguchi, Effect of magnetic field on heat transfer in rectangular duct flow of a magnetic fluid, *Proc. Physics Procedia 12th International Conference on Magnetic Fluids (ICMF12)* (2010), 190–193.
- [11] T. Junichi, Experimental investigation of magnetohydrodynamic turbulent pipe flow of aqueous electrolyte solution, *PhD Thesis University of California LA* (2009).
- [12] P. J. Bhuyan, K. S. Goswami, Effect of magnetic field on MHD pressure drop inside a rectangular conducting duct, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 36 (2008) 1955-1959.
- [13] F.R. Menter, Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, 32 (1994) 1598-1605.
- [14] J.P. Holman, *Heat Transfer*, McGraw-Hill 10th Ed. (2010).
- [15] ANSYS, Academic Research, Release 18.0.
- [16] R.F. Warming, R.M. Beam, Upwind second-order difference schemes and applications in aerodynamic flows, *AIAA Journal*, 14 (1976) 1241-1249.
- [17] OXYCHEM, *Caustic Potash Handbook*, Occidental Chemical Corporation (2013) 39.
- [18] C. Habchi and T. Lemenand and D. D. Valle and H. Peerhossaini, Turbulence behavior of artificially generated vorticity, *Journal of Turbulence*, 11 (2010) N36.
- [19] I. Celik, U. Ghia, P. Roache, H. Freitas, Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications, *Journal of Fluids Engineering*, 130 (2008) 078001.

Écoulements laminaires de convection naturelle en cavités triangulaires

Marie-Christine DULUC^{1,2*}, Stéphanie PELLERIN³, Vincent BOURDIN¹

¹ LIMSI, CNRS, Université Paris-Saclay,

Bât 507, rue du Belvédère, Campus Universitaire, F-91405 Orsay

² CNAM,

292, rue Saint-Martin - 75141 Paris Cedex 03

³ LIMSI, CNRS, Univ. Paris-Sud, Université Paris-Saclay,

Bât 507, rue du Belvédère, Campus Universitaire, F-91405 Orsay

*(auteur correspondant : duluc@limsi.fr)

Résumé - Des écoulements bi-dimensionnels de convection naturelle, générés à l'intérieur de cavités triangulaires, sont étudiés numériquement. Le fluide est de l'air. Une cavité triangulaire isocèle est tout d'abord étudiée, considérant deux valeurs du rapport d'aspect (défini comme la hauteur de la cavité divisée par la demi-base), proches de 0,5 et 2. Le nombre de Grashof est compris entre 10^3 et 10^7 . La seconde étude porte sur une cavité non symétrique, caractérisée par deux rapports d'aspect, dont les valeurs sont identiques à celles précédemment étudiées en cavités isocèles. Les valeurs moyennes du nombre de Nusselt sur le plan horizontal de base, de l'énergie cinétique et de la température ont été évaluées pour les différentes valeurs du nombre de Grashof. Les fonctions de courant et les isothermes obtenues pour différentes valeurs de Grashof permettent d'analyser la structuration des écoulements pour les différentes géométries.

Nomenclature

Gr	nombre de Grashof $\frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu^2}$, -	t	temps, -
h	coefficient d'échange, $\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$	x, y	abscisse, ordonnée, -
H	hauteur de la cavité, m	A	rapport d'aspect H/L , -
$L_{1,2}$	Longueurs à la base de la cavité, m	T	température, K
Nu	nombre de Nusselt $\frac{hH}{k}$, -	<i>Symboles grecs</i>	
P	déviations par rapport à la pression hydrostatique, -	α	angle, rad
Pr	nombre de Prandtl $Pr = \mu c_p/k$, -	ν	diffusivité cinématique, m^2s^{-1}
u, v	composantes horizontale et verticale de la vitesse, -	Θ	température adimensionnée $\frac{T-T_c}{T_h-T_c}$
U	norme du vecteur vitesse, -	<i>Indices</i>	
		c	relatif à la paroi chaude
		f	relatif à la paroi froide

1. Introduction

Une étude récente [1] a montré que l'ajout de miroirs plans (représentés schématiquement par le segment SB_2 sur la figure 1), intercalés entre les rangées successives d'une installation de modules photo-voltaïques en incidence sur le plan horizontal (segment B_1S) permet un renforcement de l'éclairage et par suite un gain de production électrique d'environ 20 %. Cependant un accroissement de la température du panneau dégrade ce rendement électrique d'environ $-0,5\%/^{\circ}\text{C}$. Comprendre et maîtriser le comportement thermique de ces systèmes permettra de mieux prévoir la production électrique, d'améliorer le rafraîchissement estival des modules en optimisant la géométrie, mais aussi d'exploiter la production hybride photo-voltaïque-thermique. La simulation numérique est un outil adapté pour déterminer quantitativement les coefficients d'échange et les températures de « points chauds » dans le cas de

géométries et des conditions thermiques variées.

Les études de convection naturelle disponibles dans la littérature pour les cavités triangulaires, sont principalement des simulations en régime laminaire et régime de transition pour des cavités dont la section est un triangle isocèle ([2], [3], [4]). Divers rapports d'aspect ont été étudiés ainsi que l'impact de conditions aux limites de type été (température chaude en haut et froide en bas) ou hiver (température chaude en bas et froide en haut). Cette dernière catégorie est naturellement la plus riche en terme d'écoulements de convection naturelle. Il n'existe pas, à notre connaissance, de données disponibles pour des cavités triangulaires non isocèles. L'étude présentée dans cette communication porte sur une cavité de ce type. La géométrie 2D prise en compte, présentée schématiquement sur la figure 1, est similaire à celle de l'installation expérimentale de l'étude [1].

2. Modélisation

La présente étude porte sur des écoulements de convection naturelle générés à l'intérieur d'une cavité triangulaire non symétrique bidimensionnelle, représentée schématiquement sur la figure 1. Une fois la hauteur H fixée (26 cm sur le dispositif expérimental), la géométrie est intégralement définie par deux rapports d'aspect, $A_1 = H/L_1$ et $A_2 = H/L_2$. La configuration d'intérêt correspond à des angles $\alpha_1 = 66^\circ$ et $\alpha_2 = 24^\circ$ correspondant respectivement à $A_1 = 2,25$ et $A_2 = 0,45$. L'angle entre les deux plans inclinés est ainsi un angle droit. Le

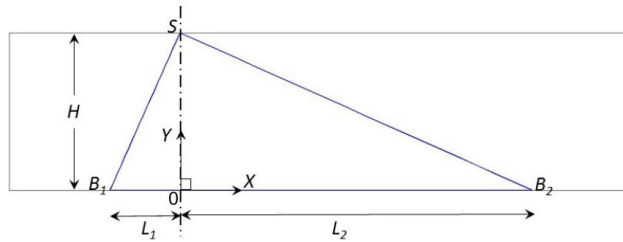


Figure 1 Représentation schématique de l'installation [1] et domaine de calcul.

fluide considéré est de l'air ($Pr = 0,71$), modélisé comme un fluide newtonien de viscosité dynamique μ . L'écoulement est régi par les équations de Navier-Stokes couplées à l'équation de l'énergie, sous l'hypothèse de Boussinesq. On choisit d'adimensionner ces équations selon une méthode similaire à celle proposée par Holtzmann *et al.* [2] soit : $x = X/H$, $y = Y/H$, $u = U/(\nu/H)$, $v = V/(\nu/H)$, $p = P/(\rho(\nu/H))^2$, $\Theta = (T - T_f)/(T_c - T_f)$, $t = t'/(H^2/\nu)$. Ces équations adimensionnées (1) font apparaître deux paramètres qui sont les nombres de Prandtl $Pr = \mu c_p/k$ et de Grashof $Gr = g\beta(T_c - T_f)H^3/\nu^2$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + Gr\Theta \\ \frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v \frac{\partial \Theta}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \right). \end{array} \right. \quad (1)$$

Toutes les cavités dont l'étude est présentée dans cette communication ont en commun la hauteur H (prise égale à l'unité). Ce choix permet la comparaison, à nombre de Grashof identique,

des résultats obtenus d'une cavité à l'autre, notamment pour le nombre de Nusselt. Les longueurs L_1 et L_2 sont par conséquent calculées à partir des relations $L_1 = H/A_1$ et $L_2 = H/A_2$. Dans ces conditions, la paroi inférieure est repérée par les coordonnées x et y définies par $(-A_1 = -L_1/H \leq x \leq A_2 = L_2/H, y = 0)$. Le plan vertical de hauteur H (confondu avec le plan vertical médian pour une cavité isocèle), est repéré par l'abscisse $x = 0$ et l'ordonnée y telle que $0 \leq y \leq 1$. Une vitesse nulle est imposée sur les parois. Les conditions aux limites thermiques sont de type Dirichlet, $\Theta = 1$ sur la paroi inférieure, et $\Theta = 0$ sur les parois inclinées droite et gauche.

3. Simulations numériques

3.1. Outil numérique

Le logiciel de simulation numérique COMSOL Multiphysics® utilise la méthode des éléments finis. Une seule interface permet de modéliser le problème (géométrie, modèle physique, propriétés physiques, maillage et paramètres numériques,...), d'effectuer les calculs et le post-traitement des résultats. Afin de capturer les couches limites dynamique et thermique, le maillage est raffiné et adapté avec des cellules de type quadrilatères à proximité des parois. L'intérieur de la cavité est maillé par des cellules triangulaires pour une convergence plus rapide des calculs par optimisation du nombre total de cellules. La convergence en maillage a été vérifiée pour la cavité symétrique de rapport d'aspect $A = 0,5$ ($10^3 \leq Gr \leq 10^6$) en évaluant deux quantités adimensionnées, l'énergie cinétique $\langle E_c \rangle$ et la température $\langle \Theta \rangle$, prises en valeur moyenne sur la surface de la cavité :

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{S} \int_S (u^2 + v^2) dS \quad \langle \Theta \rangle = \frac{1}{S} \int_S \Theta dS \quad (2)$$

Cette convergence est réalisée avec un nombre total de mailles égal à 13865 (311 sur la base, 174 sur chaque plan incliné), un nombre de mailles total multiplié par 2,6 conduisant à une variation relative de 0.01 % sur $\langle \Theta \rangle$ et de 0.04 % sur $\langle E_c \rangle$. Le maillage utilisé pour la cavité isocèle $A_1 = 2.25$ est de 35556 mailles au total (138 sur la base, 178 sur chaque plan incliné). Pour la cavité scalène ($A_1 = 2.25, A_2 = 0.45$), le maillage est de 37265 mailles au total (385 base, 159 plan incliné gauche, 512 plan incliné droit).

3.2. Cas-test de validation $A = 0,5$ soit $\alpha_1 = 26,6^\circ$

Afin de valider notre approche, une comparaison est effectuée dans un premier temps avec des données de la littérature. Des résultats soignés et très détaillés sont disponibles dans l'article de Holtzman *et al.* [2]. Issus de simulations numériques réalisées à l'aide du code commercial éléments finis FIDAP, ces résultats portent sur des écoulements stationnaires de convection naturelle générés à l'intérieur d'une cavité isocèle ($A_1 = A_2 = A = H/L$). Trois rapports d'aspect y sont étudiés : $A = 0,2, 0,5$ et 1. Le fluide est de l'air. La paroi inférieure de la cavité est portée à la température $T_c = 1$ tandis que les deux plans inclinés sont maintenus à la température $T_f = 0$. La comparaison présentée ici, se limitera à $A = 0,5$.

3.2.1. Isothermes et fonctions de courant

Les surfaces isothermes et les fonctions de courant obtenues par nos simulations numériques sont présentées sur la figure 2. Les surfaces isothermes correspondent à $\Theta = [0, 2 : 0, 2 : 0, 8]$. Pour $Gr = 10^5$ (figure 2), on observe une cellule centrale principale. La figure présentée en haut à droite montre un panache thermique ascendant, décalé dans la partie gauche de la cavité

tandis qu'un panache thermique descendant est visible dans la moitié droite de la cavité. On notera ici que notre solution (ligne inférieure) est le miroir de celle obtenue par Holtzman *et al.* [2]. Les isolignes montrent un très bon accord entre nos résultats et ceux de Holtzman *et al.*

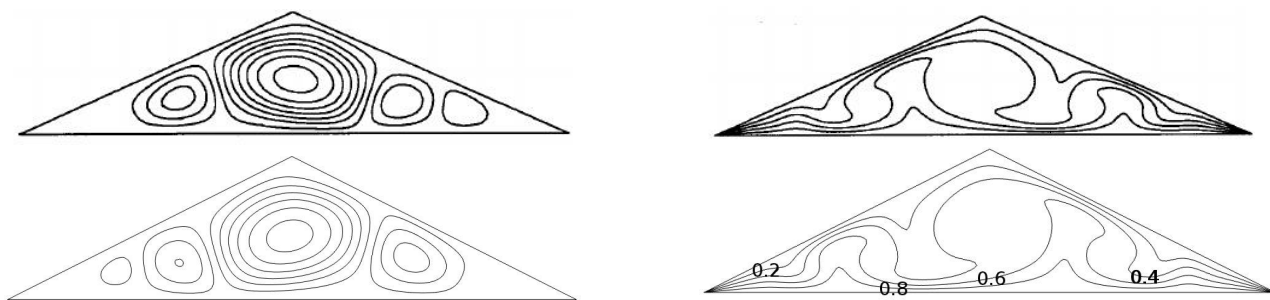


Figure 2 $Pr = 0,71$, $A = 0,5$, $Gr = 10^5$: Fonctions de courant (gauche) et surfaces isothermes (droite). Les deux figures de la ligne supérieure sont extraites de l'article de Holtzman *et al.* [2]. Les résultats obtenus dans ce travail sont présentés sur les deux figures de la ligne inférieure.

Les valeurs de fonctions de courant ne sont pas indiquées mais une comparaison quantitative est effectuée sur le profil de vitesse horizontale (u) relevé dans le plan vertical médian ($x = 0$, $0 \leq y \leq 1$) pour une valeur du nombre de Grashof égale à 10^5 . Le résultat, présenté sur la figure 3, montre un très bon accord.

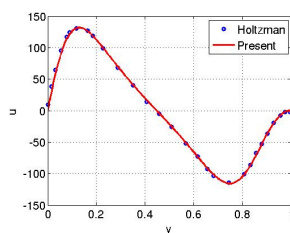


Figure 3 $Pr = 0,71$, $A = 0,5$, $Gr = 10^5$: Comparaison du profil de vitesse horizontale dans le plan vertical médian avec les données de la littérature.

3.2.2. Nombre de Nusselt

La comparaison est enfin effectuée sur une dernière grandeur, la valeur moyenne du nombre de Nusselt calculée sur la base de la cavité. Afin de réduire l'impact des deux points singuliers (B_1 et B_2 sur la Fig. 1) situés à l'intersection de la base de la cavité (portée à la température T_c) et des parois inclinées (portées à T_f), Holtzman *et al.* [2] ont proposé une méthode de calcul du nombre de Nusselt selon :

$$\langle Nu \rangle = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L Nu(x) dx = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \frac{q''(x, 0)}{q''_0(x, 0)} dx \quad (3)$$

dans laquelle $q''(x, 0)$ est la densité de flux locale, transmise en un point de la paroi inférieure repéré par $(x, y = 0)$. La grandeur $q''_0(x, 0)$, située au dénominateur, correspond à cette même quantité, obtenue pour une valeur particulière du nombre de Grashof, égal à zéro, soit en l'absence de convection. Cette approche renvoie à la définition même du nombre de Nusselt qui est une mesure de l'intensité de l'échange convectif rapportée à l'intensité de l'échange conductif. Les valeurs obtenues pour $10^3 \leq Gr \leq 10^5$, indiquées dans le tableau 1, présentent un écart

inférieur à 1% avec les résultats précédemment obtenus par Holtzman *et al.* [2]. En conclusion, l'outil numérique utilisé est adapté au type d'études présentées dans cette communication.

4. Etude préliminaire en cavités triangulaires isocèles

Avant d'aborder la cavité non symétrique définie par les angles $\alpha_1 = 66^\circ$ et $\alpha_2 = 24^\circ$, on cherche dans un premier temps à identifier les écoulements associés à deux cavités isocèles, l'une d'angle $\alpha_1 = 66^\circ$ et l'autre de $\alpha_2 = 24^\circ$. Des congés, dont l'implémentation est simple dans l'environnement COMSOL Multiphysics $\text{\textcircled{R}}$, ont été ajoutés aux deux points singuliers B_1 et B_2 (Figure 1). Ils comportent 10 mailles. La condition aux limites thermique imposée sur ces congés est un flux nul afin de réduire l'impact de la singularité.

4.1. Cavité 1 : $A_1 = 2,25$ soit $\alpha_1 = 66^\circ$

Des simulations numériques ont tout d'abord été réalisées en conditions stationnaires ($\partial_t = 0$). Des résultats ont pu être obtenus jusqu'à une valeur du nombre de Grashof égale à $6,3 \times 10^6$. Tous correspondent à un écoulement symétrique.

Pour des valeurs supérieures du nombre de Grashof, des simulations numériques ont été réalisées en instationnaire ($Gr \leq 10^7$). Toutes ont conduit, après adaptation de l'excursion en temps, à l'obtention d'un état stationnaire. La durée du régime transitoire a été identifiée à partir du profil de vitesse horizontale dans le plan vertical d'abscisse nulle ($X = 0$ sur la figure 1).

Ce même profil est également utilisé pour repérer la bifurcation d'un écoulement symétrique vers un écoulement asymétrique. Le nombre de Grashof critique associé, obtenu pour cette cavité, est de l'ordre de 8×10^5 (Pour $A = 0,5$, la valeur $Gr_{critique} \simeq 9000$ a été obtenue, en bon accord avec [2]). Cette valeur peut, de prime abord, paraître élevée. Elle se révèle toutefois cohérente si l'on extrapole la valeur du nombre de Grashof critique, égale à 16200, obtenue par Holtzman *et al.* [2] pour une cavité isocèle de rapport d'aspect égal à l'unité. Pour un nombre de Grashof égal à 10^5 (figure 4 gauche), un écoulement stationnaire s'établit, organisé en deux cellules symétriques, contra-rotatives et de forme ovoïde. Les isothermes, symétriques par rapport au plan vertical médian, ont l'apparence d'un bulbe.

Pour $Gr = 10^6$, supérieur au nombre de Grashof critique, trois états peuvent être obtenus. L'un est symétrique, semblable à celui décrit pour $Gr = 10^5$; il est observé uniquement lorsque la simulation est menée en conditions stationnaires. Les deux autres états sont des solutions miroir et correspondent à un écoulement dissymétrique (figure 4 milieu). L'une des deux cellules (celle de gauche sur la figure) occupe un espace plus important que l'autre. La cellule opposée (à droite sur la figure) se contracte également de l'autre côté, contrainte par la présence de la paroi. Cet agencement permet à la cellule majoritaire de gagner de l'espace en hauteur. En conséquence, le bulbe formé par les surfaces isothermes, bien que dissymétrique, occupe presque toute la hauteur de la cavité.

On observe donc, dans cette cavité, une bifurcation fourche supercritique, comparable à celle qui a été rapportée par Holtzman *et al.* [2] dans le cas de cavités isocèles de rapport d'aspect inférieur ou égal à l'unité.

Lorsque $Gr = 10^7$ (figure 4 droite), l'écoulement stationnaire obtenu à la fin de la simulation présente une structure différente : une cellule principale occupe presque intégralement l'espace inférieur de la cavité. La rotation s'effectue ici dans le sens horaire. Le panache thermique est ainsi fortement incliné vers la paroi gauche de la cavité (effet Coanda). Cette cellule s'est renversée par rapport à celles observées pour les deux valeurs précédentes du nombre de Grashof ($Gr = 10^5, 10^6$) : l'axe principal de cette cellule (caractérisé par la plus grande longueur) n'est plus quasiment vertical mais forme, avec la base de la cavité, un angle environ égal à la moitié

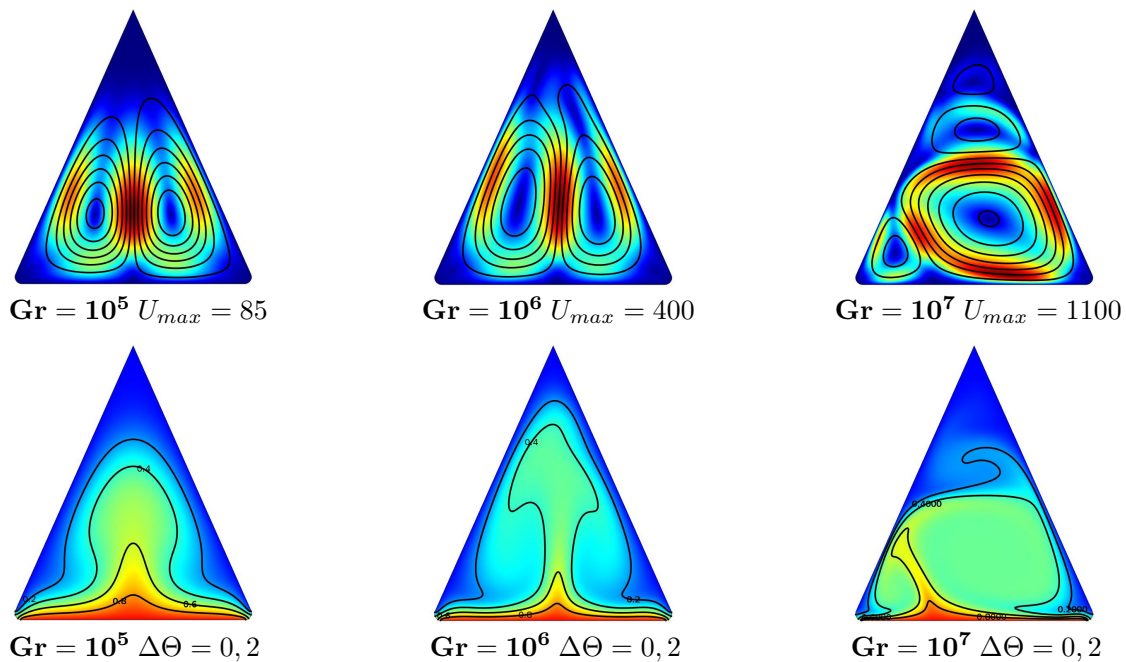


Figure 4 *Ecoulements dans la cavité symétrique $A_1 = 2.25$ ($\alpha_1 = 66^\circ$). Ligne supérieure : Fonctions de courant et norme de la vitesse (U_{max} est la limite supérieure de l'échelle de vitesse, indiquée par la couleur rouge ; La couleur bleue est la vitesse nulle). Ligne inférieure : Surfaces isothermes correspondant à $\Theta = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$.*

de l'angle inférieur α_1 .

L'espace supérieur de la cavité, de forme très pointue, est difficilement compatible avec un écoulement en raison de l'importance des frottements, induite par le confinement. Les vitesses y sont par conséquent très faibles. La température du fluide est quasiment uniforme, voisine de celle des parois.

4.2. Cavité 2 : $A_2 = 0.45$ soit $\alpha_1 = 24^\circ$

Le rapport d'aspect de cette cavité, égal à 0,445, est très proche de la valeur 0,5, étudiée au paragraphe 3.2. Ce cas ne sera donc pas présenté ici et on s'appuiera sur les résultats et conclusions présentés dans ce paragraphe.

5. Etude en cavité triangulaire scalène ($A_1 = 2, 25$; $A_2 = 0, 45$)

Pour cette cavité, des simulations numériques stationnaires ont pu être réalisées jusqu'à une valeur du nombre de Grashof égale à $1,17 \times 10^5$. Les résultats présentés au delà de cette valeur, correspondent à un état stationnaire obtenu à partir de simulations numériques instationnaires. Un régime purement conductif est observé pour $Gr = 10^3$. Une convection peu intense apparaît pour $Gr = 10^4$ avec des surfaces isothermes formant un bulbe légèrement dévié vers la paroi inclinée gauche. Pour des valeurs supérieures du nombre de Grashof (figure 5), une cellule principale est visible dans la partie la plus haute de la cavité. Selon la valeur du nombre de Grashof, une ou plusieurs cellules secondaires sont visibles dans l'espace restant, à droite. Ces circulations contra-rotatives sont associées à des panaches thermiques ascendants et descendants dont le nombre augmente avec la valeur du nombre de Grashof. La vitesse du fluide augmente également tandis que l'épaisseur des couches limites diminue, laissant place à de larges zones isothermes au centre des cellules.

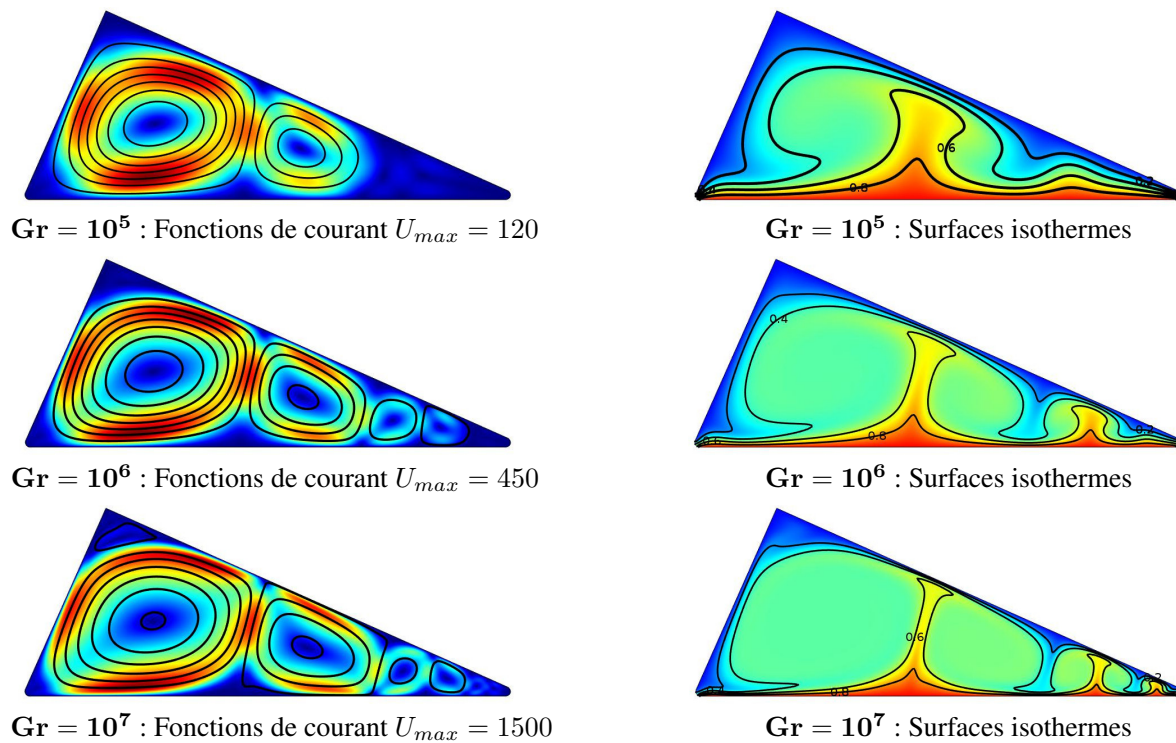


Figure 5 *Écoulements dans la cavité non symétrique pour $10^5 \leq Gr \leq 10^7$. Colonne gauche : Fonctions de courant et norme de la vitesse (U_{max} est la limite supérieure de l'échelle de vitesse, indiquée par la couleur rouge ; la couleur bleue correspond à la vitesse nulle). Colonne droite : surfaces isothermes correspondant à $\Theta = [0, 2 : 0, 2 : 0, 8]$.*

	Gr	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7
Nu[Cavité symétrique $A_1 = 0,5$]		0,98	1,2	2,19	-	-
Nu[Cavité symétrique $A_1 = 2,25$]		1	1	1,46	2,5	4
Nu[Cavité non symétrique]		1	1,13	1,88	3,52	5,73

Tableau 1 *Nusselt moyen sur la paroi inférieure*

5.1. Comparaison énergétique entre les trois cavités

Une comparaison quantitative entre les trois cavités est réalisée à partir de trois grandeurs adimensionnées. La première est le nombre de Nusselt moyen à la base de la cavité, défini comme $Nu = hH/k$, avec pour longueur de référence la hauteur H , identique pour les trois cavités. Ce nombre, calculé selon l'équation 3, est présenté pour les différentes cavités dans le tableau 1 ainsi que sur la figure 6 (gauche). Le nombre de Nusselt de la cavité non symétrique est légèrement inférieur à celui obtenu pour la cavité isocèle de rapport d'aspect $A = 0,5$ et systématiquement supérieur à celui obtenu dans la cavité définie par $A = 2,25$. Un résultat semblable est observé sur la figure 6 (milieu) pour la valeur moyenne de l'énergie cinétique. On notera que cette dernière grandeur, définie par l'équation (2) est indépendante de la superficie de la cavité. Pour une valeur comparable du nombre de Grashof, la taille et la vitesse de la cellule principale sont plus importantes dans la cavité non symétrique que dans la cavité de rapport d'aspect $A_1 = 2,25$. En particulier, pour $Gr = 10^7$, la zone morte observée dans la partie supérieure de la cavité lorsque $A = 2,25$ (figure 4), n'apparaît pas dans la cavité non symétrique. Cette géométrie « hybride » conduit par conséquent à un transfert de chaleur plus intense que dans la cavité $A_1 = 2,25$. L'évolution de la température moyenne (quantité

définie par l'équation (2), indépendante de la superficie de la cavité) présentée à droite de la figure 6 confirme ce point. On notera les valeurs numériques très élevées de l'énergie cinétique, dues au choix de la vitesse de référence égale à ν/H . Par la suite, l'utilisation d'une vitesse de référence identique à celle classiquement admise en cavités différentiellement chauffées, $v_{ref} \propto (Gr \times Pr)^{0,5}$, permettra d'obtenir des vitesses de l'ordre de l'unité.

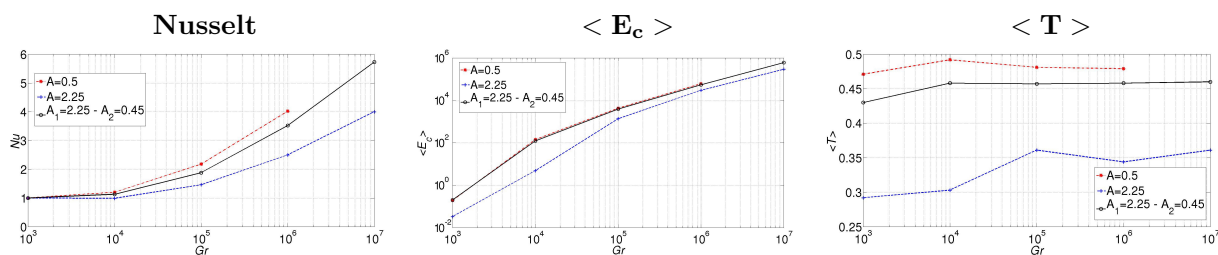


Figure 6 Comparaison pour les trois cavités du nombre de Nusselt moyen à la base de la cavité (gauche), de l'énergie cinétique moyenne (milieu) et de la température moyenne (droite), en fonction du nombre de Grashof.

6. Conclusion

L'étude en cavités isocèles de rapport d'aspect 0,5 et 2,25 confirme la présence d'une bifurcation fourche supercritique pour des valeurs respectives du nombre de Grashof proches de 9×10^3 et 8×10^5 . L'écoulement initial caractérisé par deux cellules symétriques est remplacé par une cellule principale dont l'axe le plus long est incliné selon un angle environ égal au demi-angle inférieur de la cavité. Le ou les panaches thermiques induits par cet écoulement sont déviés vers l'une ou l'autre des parois inclinées (effet Coanda). Une cellule principale similaire est systématiquement observée dans la cavité non symétrique. Elle occupe la quasi-totalité de l'espace correspondant au plus grand des deux rapports d'aspect. L'espace restant est le siège de cellules secondaires associées à des panaches thermiques ascendants, dirigés vers la paroi inclinée correspondant au rapport d'aspect le plus faible. Les valeurs du nombre de Nusselt moyen calculé sur la base de la cavité non symétrique sont bornées par celles obtenues pour les deux cavités isocèles de rapport 0,5 et 2,25. Les travaux futurs viseront à étudier l'impact de conditions aux limites représentatives de l'installation expérimentale décrite dans [1].

Références

- [1] M. Pavlov et al., Experimental and Numerical Study of the Influence of String Mismatch on the Yield of PV Modules Augmented By Static Planar Reflectors, *IEEE J. Photovoltaics*, 5 (6) (2015) 1686-1691.
- [2] G.A. Holtzman, R.W. Hill et K.S. Ball, Laminar Natural Convection in Isosceles Triangular Enclosures Heated From Below and Symmetrically Cooled From Above, *J. Heat Transf.*, 36 (2000) 485-491.
- [3] E. H. Ridouane, A. Campo, M. McGarry, Numerical computation of buoyant airflows confined to attic spaces under opposing hot and cold wall conditions, *Int. J. Thermal Sciences*, 44 (2005) 944-952.
- [4] S. C. Saha, M. M. K. Khan, A review of natural convection and heat transfer in attic-shaped space, *Energy and Buildings*, 43 (10) (2011), 2564-2571.

Effet de la rugosité sur le frottement pariétal et les transferts de chaleur

Philippe REULET^{1*}, Olivier LEON¹, François CHEDEVERGNE¹

¹ONERA/DMPE Université de Toulouse, F-31055 Toulouse

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

Résumé : Une étude expérimentale et numérique est réalisée pour étudier les effets de la rugosité de paroi sur le frottement pariétal et les transferts de chaleur. Quatre maquettes rugueuses sont définies sur la base d'hémisphères régulièrement répartis et de diamètres croissants. Une campagne de mesure permet la caractérisation des profils de vitesse et de température dans la couche limite et l'identification des coefficients de frottement et d'échange thermique. Des simulations numériques avec un code de couche limite ont permis de reproduire les résultats expérimentaux qui montrent une augmentation du frottement avec la taille des rugosités alors que le transfert thermique varie très peu.

Nomenclature

C_f	coefficient de frottement	<i>Symboles grecs</i>	
D	diamètre des hémisphères, m	δ	épaisseur de couche limite, m
h	coefficient d'échange, $W/m^2/K$	ϵ	décalage de paroi, m
k	hauteur des rugosités, m	κ	constante de Von Karman
k_s	hauteur de grain de sable équivalent, m	ν	viscosité cinématique, m^2/s
L	distance entre les hémisphères, m	<i>Indices et exposants</i>	
T	température, K	e	fluide hors couche limite
t	temps, s	p	paroi
u, v, w	composantes de la vitesse, m/s	$+$	variables adim. de paroi
x, y, z	coordonnées spatiales, m		

1. Introduction

La bonne prévision du dépôt de givre sur les surfaces d'un aéronef et de la dégradation des performances aérodynamiques au travers de la simulation numérique nécessite une estimation correcte du coefficient de frottement pariétal ainsi que du coefficient d'échange thermique. Or ces paramètres sont fortement influencés par la présence du givre et en particulier par sa rugosité de surface. Il est donc nécessaire d'apporter des modifications aux modèles de turbulence utilisés dans les simulations RANS afin de prendre en compte les effets de la rugosité de surface aussi bien du point de vue dynamique que thermique. Les corrections développées se basent principalement sur des données expérimentales. Le principe de ces modèles de rugosités repose sur le décalage de la loi logarithmique en proche paroi. Il est donc nécessaire de pouvoir caractériser finement par la mesure ce décalage pour différentes surfaces rugueuses. Parallèlement la mesure des transferts thermiques en paroi permet la définition de corrections thermiques pour le modèle de rugosité.

Des essais ont déjà été réalisés sur différentes formes de rugosités dans le cadre du projet PHYSICE [1] avec des hauteurs de grain de sable équivalent adimensionnée k_s^+ de l'ordre de 300. Cette nouvelle campagne d'essais vise à évaluer le comportement du modèle de rugosité développé, en présence de rugosités de plus grande taille : l'objectif était d'atteindre $k_s^+ \approx 1000$. La première partie des travaux concerne la caractérisation expérimentale de l'écoulement et des transferts de chaleur pariétaux. Ensuite ces résultats sont comparés aux résultats de simulations numériques par le code de couche limite CLICET [2], qui utilise un modèle de rugosité développé précédemment par Aupoix [3] [4].

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé, a été présenté en détails dans l'article [1]. Suite à cette première campagne d'essais, certaines améliorations ont été apportées. Pour rappel, l'écoulement de couche limite turbulente sur plaque plane est généré par une soufflerie dans laquelle est installée une maquette qui inclut trois inserts rugueux de mêmes dimensions (Figure 1-gauche). Seuls les deuxième et troisième inserts sont chauffés pour les essais thermiques. La transition laminaire-turbulent de la couche limite est assurée par un fil de diamètre 1 mm placé à 180 mm du bord d'attaque.

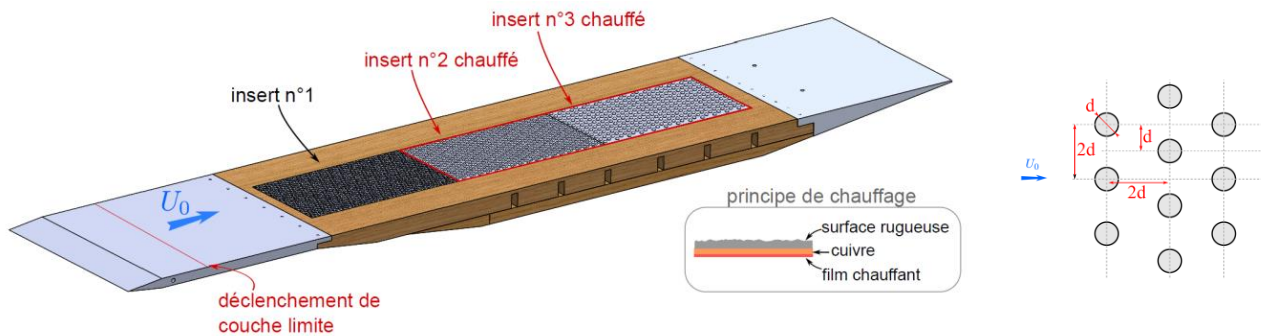


Figure 1 – Maquette pour les essais de plaque plane rugueuse – répartition des hémisphères

Trois configurations de maquette ont été définies sur la base de simulations numériques préliminaires par le code de couche limite CLICET [2], en utilisant la corrélation de Waigh et Kind [5] pour définir la taille de grain de sable équivalent utile au modèle de rugosité [3] [4]. Les inserts rugueux sont tous définis à partir d'une répartition identique d'hémisphères placés en quinconce, la distance entre deux rangées successives est $L = 2 \times D$ (Figure 1-droite). Pour chacune des quatre configurations, les rayons des hémisphères des trois inserts rugueux sont indiqués dans le Tableau 1. Les rayons augmentent progressivement de l'amont vers l'aval pour éviter une forte perturbation de la couche limite près du bord d'attaque. La quatrième maquette a été définie après les essais sur les trois premières configurations, de façon à éviter le changement de rugosité entre les 2^e et 3^e inserts.

	Insert 1	Insert 2	Insert 3	Objectif
Conf. 1	1.25	1.25	1.25	$k_s^+ \approx 300$
Conf. 2	1.25	1.88	2.50	$k_s^+ \approx 600$
Conf. 3	1.25	2.50	3.75	$k_s^+ \approx 1000$
Conf. 4	1.25	1.88	1.88	inserts 2 & 3 identiques

Tableau 1 – Définition géométrique des maquettes rugueuses : rayon des hémisphères (k en mm)

3. Campagne expérimentale

La campagne d'essais est menée dans des conditions d'écoulement amont fixées : vitesse 29 m/s , température ambiante. Pour chacune des quatre configurations, les mesures sont réalisées en conditions stationnaires : caractérisation aérodynamique et thermique de la couche limite (mesures des profils de vitesse par SPIV et de température par fil froid) et mesure de la température de paroi par thermographie infrarouge. D'autre part des essais en conditions transitoires thermiques sont conduits pour l'identification du coefficient d'échange thermique pariétal, basée sur la mesure de la variation de la température de paroi.

3.1. Détermination du coefficient de frottement pariétal

La détermination du coefficient de frottement pariétal est basée sur le post-traitement des profils de vitesse acquis par SPIV dans la configuration géométrique de la Figure 2. Cette configuration permet de caractériser les 3 composantes du champ de vitesse dans un plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement principal, à différentes positions axiales au-dessus du troisième insert rugueux. Les profils moyens sont déterminés par la moyenne suivant l'envergure y .

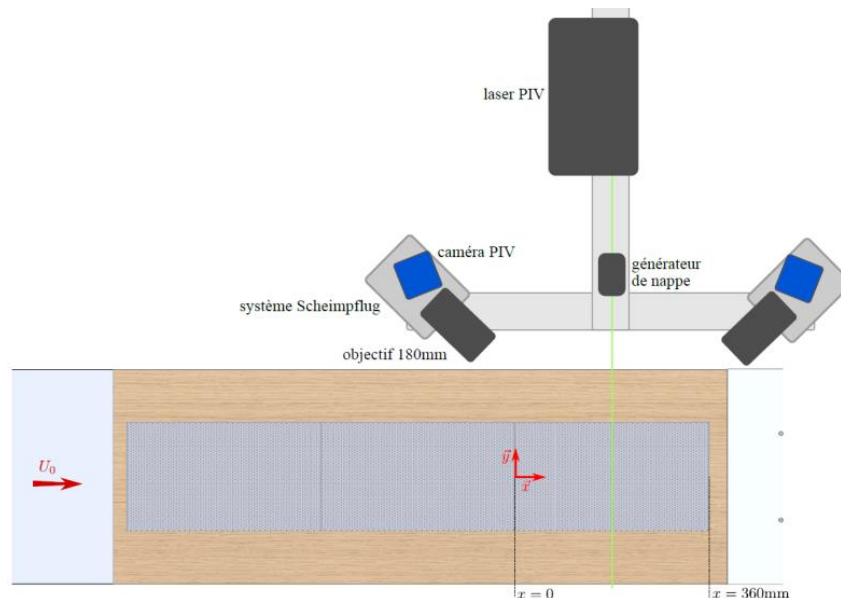


Figure 2 – Configuration des mesures SPIV

Le coefficient de frottement pariétal peut être défini à partir de la vitesse de frottement u_τ :

$$C_f/2 = (u_\tau/u_e)^2$$

Différentes méthodes ont été testées pour identifier la vitesse de frottement à partir des profils mesurés. Les premières utilisent le profil de vitesse en variables de paroi :

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{(y + \epsilon) u_\tau}{\nu} \right) + B \right] - \Delta u^+ + \left[\frac{\Pi}{\kappa} w \left(\frac{y}{\delta} \right) \right]$$

Cette loi comporte 3 termes : la loi logarithmique (paroi lisse), la fonction de rugosité Δu^+ et la loi de sillage. La comparaison entre le profil de couche limite sur paroi lisse ou rugueuse est montrée sur la Figure 3. L'identification des paramètres (Δu^+ , ϵ , u_τ , Π) peut se faire en utilisant soit la loi logarithmique seule par la méthode de Clauser modifiée (méthode de Perry et Li [6]), soit la loi de sillage [7] ou encore le profil composite complet. Il s'est avéré que, pour les cas étudiés, toutes ces méthodes sont peu robustes à cause de la nécessité d'identifier le décalage de paroi qui est très sensible dans le cas de grosses rugosités, soit k/δ grand.

Une autre solution nettement plus robuste consiste à exploiter le profil de la contrainte de Reynolds $\langle u'w' \rangle$ dans la zone de proche paroi [8] :

$$C_f/2 \approx \max(-\langle u'w' \rangle)/u_e^2$$

Cette équation permet d'identifier le coefficient de frottement pariétal avec une incertitude inférieure à 5%, sans avoir à estimer le décalage de paroi. Cette méthode est illustrée sur la Figure 4, montrant une comparaison entre des mesures par LDV (campagne précédente [1]) et par PIV. Ces dernières présentent une meilleure convergence statistique assurant une détection satisfaisante du maximum de la contrainte.

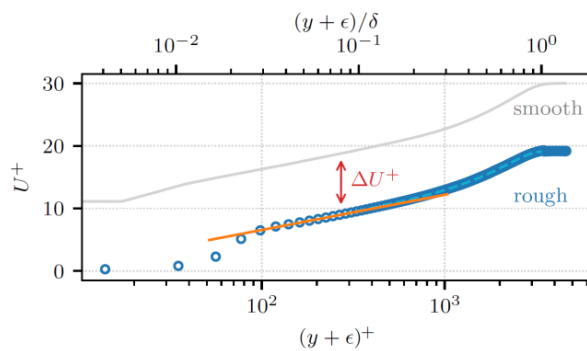


Figure 3 – Illustration du décalage de la loi log sur paroi rugueuse (conf. 1)

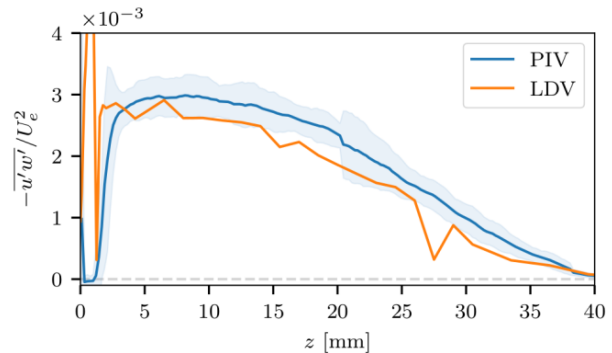


Figure 4 – Profil de la contrainte de Reynolds pour identifier le coefficient de frottement (conf. 1)

Connaissant le coefficient de frottement, la vitesse de frottement peut être calculée, ce qui permet d'estimer la fonction de rugosité et le décalage de paroi à partir de la loi logarithmique. L'obtention de la hauteur de grain de sable équivalent adimensionnée k_s^+ s'appuie alors sur la loi de Nikuradse selon la méthode de Ligrani et Moffat [8] :

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+) - 3.02$$

Les résultats obtenus sur les quatre configurations de maquettes sont résumés dans le Tableau 2.

	k [mm]	u_τ [m/s]	$C_f/2$	Δu^+	k_s^+	k_s/k
Conf. 1	1.25	1.57	0.0030	10.3	270	2.16
Conf. 2	2.50	1.67	0.0034	11.5	470	1.77
Conf. 3	3.75	1.77	0.0039	12.1	570	1.35
Conf. 4	1.88	1.63	0.0033	11.3	400	2.05

Tableau 2 – Synthèse des paramètres de rugosité estimés pour les quatre configurations d'étude.

3.2. Identification du coefficient d'échange thermique

La campagne d'essais par thermographie infrarouge a permis de caractériser la température de paroi en conditions stabilisées et d'identifier le coefficient d'échange thermique par des essais en conditions transitoires. Les méthodologies de mesure et de post-traitement sont identiques à celles définies lors de la première campagne [1]. Pour illustrer les résultats obtenus, l'exemple de la configuration 3 est montré ici. Seule une petite zone du troisième insert est présentée sur les figures suivantes.

La cartographie du coefficient d'échange est présentée sur la Figure 5. Cette cartographie montre les phénomènes locaux d'échanges thermiques sur la paroi. Les faces amont des hémisphères sont soumises à un très fort échange, jusqu'à 6 fois supérieur à l'échange sur la paroi support. Chaque hémisphère génère un sillage turbulent qui induit un coefficient d'échange qui atteint une valeur proche de 100 W/m²/K, ce qui est nettement supérieur à celui d'une plaque plane lisse.

Le profil moyen du coefficient d'échange le long de la maquette est calculé par la moyenne suivant l'envergure. Le profil résultant est tracé sur la Figure 6 (courbe bleue). La dernière étape du post-traitement consiste à lisser cette évolution pour obtenir un coefficient d'échange moyen indépendant de la position locale par rapport aux hémisphères (courbe rouge).

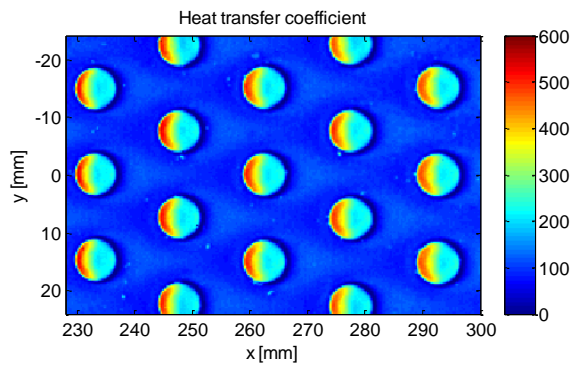


Figure 5 – Coefficient d'échange thermique (conf. 3)

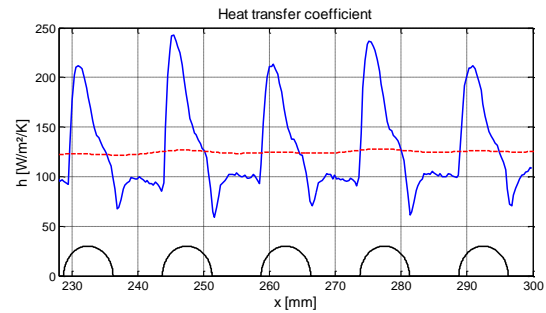


Figure 6 – Profil moyen du coefficient d'échange thermique (conf. 3)

Pour les quatre configurations de maquettes rugueuses, les résultats obtenus en termes de coefficient d'échange thermique moyen sur le troisième insert sont comparés sur la Figure 7. Hormis un effet de bord à l'amont et dans une moindre mesure à l'aval, le profil de coefficient d'échange thermique évolue très peu sur la longueur du troisième insert. Les résultats obtenus pour les quatre maquettes peuvent être considérés identiques, les écarts étant inférieurs à l'incertitude de mesure (évaluée à 5% lors de la première campagne d'essais). Une analyse quantitative de ces résultats est présentée dans le Tableau 3 en considérant la valeur moyenne sur la zone $40\text{mm} \leq x \leq 320\text{mm}$.

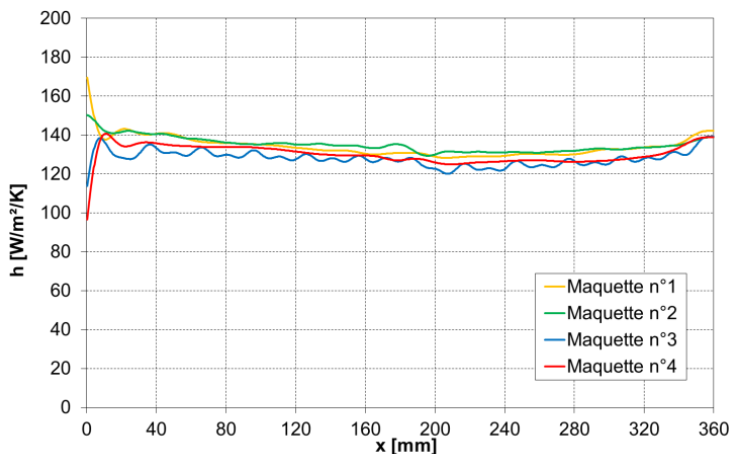


Figure 7 – Profils du coefficient d'échange thermique

	h_{cv} moyen [W/m²/K]
maquette 1	132
maquette 2	134
maquette 3	127
maquette 4	129

Tableau 3 – Comparaison des coefficients d'échange moyens

Dans le modèle de rugosité développé par Aupoix [4], il a été montré que les effets des rugosités sur les transferts de chaleur peuvent être évalués au travers du rapport de la surface mouillée corrigée à la surface lisse (noté S_{corr}) et de Δu^+ . Les quatre configurations étudiées sont définies sur la même géométrie avec un facteur d'échelle différent, c'est pourquoi le paramètre S_{corr} est identique et égal à 1.1483. Suivant la loi de Nikuradse, même si k_s^+ augmente fortement, les variations de Δu^+ restent assez faibles. C'est pourquoi les échanges thermiques sont similaires pour les quatre configurations étudiées alors que la taille des rugosités augmente fortement.

3.3. Mesure des profils de température dans l'écoulement

La campagne d'essais a été complétée par la mesure des profils de température de l'écoulement par thermométrie par fil froid. Le montage utilisé permet de bien maîtriser la position de la sonde par rapport à la paroi avec une incertitude inférieure à 0.05 mm (Figure 8). La sonde utilisée est un fil de platine de diamètre $1\text{ }\mu\text{m}$ (DANTEC 55P31)

alimenté à courant constant : $I = 0.1 \text{ mA}$. Les profils de température ont été acquis au-dessus des quatre maquettes rugueuses dans le plan médian, en différentes positions axiales sur le troisième insert. Des essais de répétabilité ont conduit à l'évaluation de l'incertitude de mesure (± 0.02 sur la température adimensionnée).

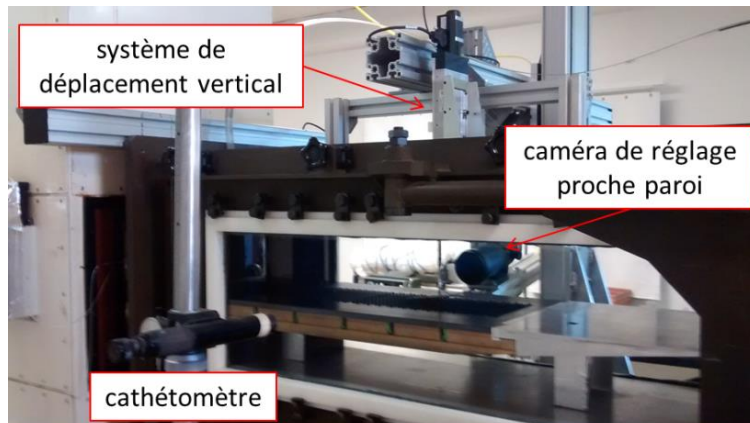


Figure 8 – Montage expérimental pour l'acquisition des profils de température

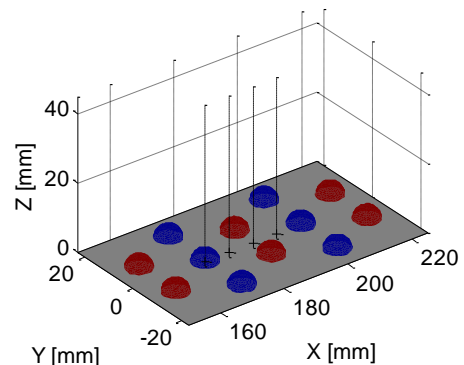


Figure 9 – Position des profils de température (maquette rugueuse 3)

Les résultats des essais sur la maquette 3 sont présentés. Les profils ont été acquis dans le plan médian de la maquette aux 3 positions axiales suivantes : 90.0 , 180.0 et 300.0 mm . Ces 3 positions correspondent au milieu entre 2 rangées d'hémisphères à une distance de 1 diamètre à l'aval d'un hémisphère centré sur le plan médian. Trois profils complémentaires ont été ajoutés pour évaluer les variations de la température locale en fonction de la position relative du profil par rapport aux hémisphères : 172.5 , 187.5 et 195.0 mm (Figure 9).

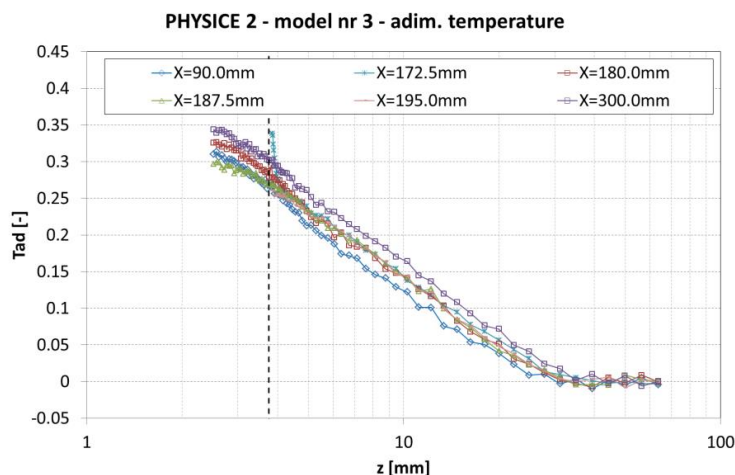


Figure 10 – Profils de température moyenne (maquette n°3)

$$T_{ad} = \frac{T - T_e}{T_p - T_e}$$

Ces 6 profils de température moyenne sont tracés en échelle logarithmique sur la Figure 10. Le trait vertical en pointillés indique la hauteur des hémisphères (3.75 mm). Ils montrent une couche limite thermique bien développée, avec une épaisseur d'environ 30 mm . Ces profils présentent une évolution linéaire en échelle logarithmique sur une grande partie de la hauteur de couche limite. On peut vérifier que de l'amont vers l'aval, le fluide se réchauffe par ses échanges avec la paroi : à une altitude donnée, on constate un accroissement de la température. Le profil à $x = 172.5 \text{ mm}$, soit juste au-dessus d'un hémisphère, se distingue des autres par une augmentation rapide de la température pour les positions les plus proches de la paroi. Ce profil se superpose aux profils acquis dans la même zone dès que la distance à la

paroi atteint 4.3 mm soit environ 0.5 mm au-dessus des hémisphères. Cette distance indique la hauteur à partir de laquelle l'influence des hémisphères devient négligeable.

4. Simulations par le code de couche limite CLICET

Des calculs de restitutions utilisant le code de couche limite CLICET [2] ont été entrepris à l'issue de ces campagnes de mesures. La prise en compte des rugosités s'appuie sur les résultats expérimentaux pour définir le paramètre k_s (Tableau 2). Il est à noter que ces valeurs sont différentes de celles évaluées initialement par la corrélation de Waigh et Kind [5]. Ces différences s'expliquent par le fait que les variations brusques du niveau de rugosité entre les inserts ne peuvent pas être prises en compte dans les simulations. On fait l'hypothèse de couches limites pleinement développées alors que ces changements brusques induisent des zones de transition dans le développement de la couche limite.

La Figure 11 montre un exemple de restitution pour la configuration 3. On voit sur cette figure que la distribution de k_s le long de la plaque permet de retrouver les profils de vitesse mesurés lors de la campagne PIV. On peut évaluer l'effet de la surface rugueuse par comparaison du profil calculé à la loi logarithmique tracée en pointillés.

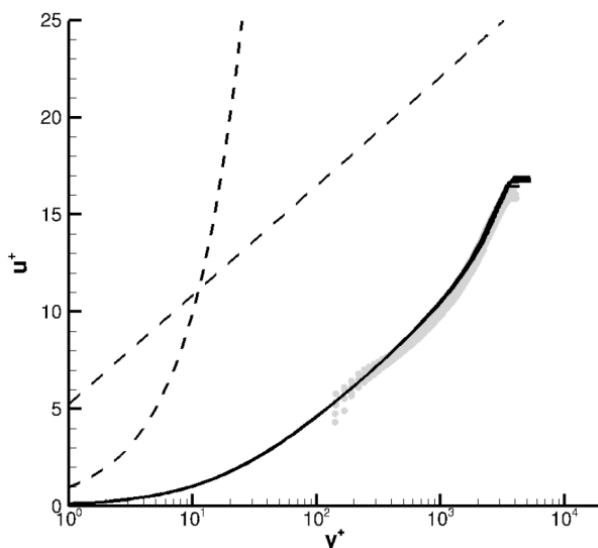


Figure 11 – Comparaison des profils de vitesse entre le code CLICET (trait plein noir) et les mesures PIV (points gris) – conf. 3

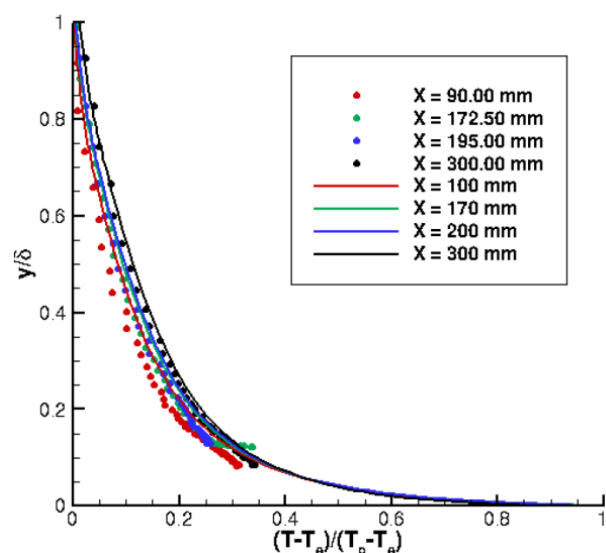


Figure 12 – Comparaisons des profils de température entre le code CLICET (traits pleins) et les mesures par fil froid (points) – conf. 3

Une analyse des profils de températures a été entreprise afin de vérifier la pertinence de notre approche. On voit, par exemple, sur la Figure 12 que les profils de températures sont assez bien reproduits, même si l'on note quelques écarts notamment dans la région logarithmique. Les comparaisons des distributions de coefficient d'échange, au travers du nombre de Stanton, confirment eux aussi ces résultats.

L'ensemble des restitutions effectuées pour les quatre configurations testées confirme l'exemple illustré sur les Figure 11 et Figure 12. A condition de s'appuyer sur les résultats des mesures pour la détermination de la hauteur de grain de sable équivalent, alors le modèle de rugosité permet de restituer assez fidèlement les essais.

Les résultats obtenus montrent le bon accord entre calcul et expérience et viennent conforter l'approche par grain de sable équivalent développée précédemment. Il reste un travail de modélisation pour prendre en compte les variations brusques de rugosité et estimer la hauteur de grain de sable équivalent sur des configurations non académiques.

5. Conclusions et perspectives

Cette étude vient compléter une précédente étude des effets de rugosité de surface sur le frottement pariétal et les transferts de chaleur. L'objectif était d'évaluer les effets de forts niveaux de rugosités par une configuration académique d'hémisphères régulièrement répartis, de diamètres croissants.

Les parois rugueuses sont insérées dans une maquette placée en soufflerie. Cette maquette inclut trois inserts rugueux dont les deux derniers sont chauffés pour développer une couche limite thermique. La campagne d'essais a été réalisée sur quatre configurations. Les acquisitions des profils de vitesse ont permis de déterminer les coefficients de frottement desquels ont été déduites les tailles de grain de sable équivalent. Des profils de température dans l'écoulement ont été acquis pour effectuer des comparaisons avec les simulations numériques. Enfin les essais d'identification du coefficient d'échange thermique pariétal ont été menés à partir des mesures par thermographie infrarouge en conditions transitoires.

Les résultats obtenus montrent une augmentation significative du frottement pariétal à cause de l'augmentation du niveau de rugosité. Par contre, les échanges thermiques varient très peu. En effet l'accroissement des échanges thermiques dû aux rugosités est majoritairement dû à l'augmentation de la surface mouillée. Or ce paramètre est identique sur les quatre configurations étudiées. De même les profils de température acquis sont similaires dans les quatre configurations.

La dernière étape a consisté à effectuer des simulations numériques des quatre configurations. Ces simulations sont basées sur les paramètres des rugosités identifiés lors de la campagne d'essais. Les résultats de ces simulations sont en très bon accord avec les mesures et ils confirment les phénomènes identifiés expérimentalement.

Remerciements

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet PHYSICE 2, financé par la DGAC.

Références

- [1] P. Reulet, D. Donjat, F. Micheli, B. Aupoix, "Caractérisation expérimentale des coefficients de frottement et de transfert de chaleur sur une plaque plane avec rugosités simulant le givre", Congrès Français de Thermique, 26-29 mai 2015, La Rochelle, France.
- [2] B. Aupoix, "Couches Limites Bidimensionnelles Compressibles. Descriptif et mode d'emploi du code CLICET - Version 2010", Rapport Technique Onera RT-1/17015 DMAE, Oct. 2010.
- [3] B. Aupoix, "Roughness Corrections for the $k-\omega$ Shear Stress Transport Model: Status and Proposals", Journal of Fluids Engineering, 137 : 021202, Février 2015.
- [4] B. Aupoix, "Improved heat transfer predictions on rough surfaces", International Journal of Heat and Fluid Flows, 56 : 160-171, Décembre 2015.
- [5] D.R. Waigh, R.J. Kind, "Improved aerodynamic characterization of regular three-dimensional roughness", AIAA Journal, 36(6) : 1117-1119, Juin 1998.
- [6] A.E. Perry, J.D. Li, "Experimental support for the attached-eddy hypothesis in zero-pressure gradient turbulent boundary layers", Journal of Fluid Mechanics, 218 : 405-438, 1990.
- [7] I.P. Castro, "Rough-wall boundary layers: mean flow universality", Journal of Fluid Mechanics, 585 : 469-485, Août 2007.
- [8] P.M. Ligrani, R.J. Moffat, "Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers", Journal of Fluid Mechanics, 162(-1) : 69, Janvier 1986.

Nouvelle approche de détermination du coefficient global d'échange de chaleur des échangeurs - Application aux types eau-air à flux croisés

Mahmoud KHALED^{1,2,*}, Jalal FARAJ^{1,3}, Bakri ABDULHAY¹, Wassim SALAMEH¹, Samer ALI¹, et Cathy CASTELAIN⁴

¹Energy and Thermo-Fluid group, International University of Beirut -BIU, Beirut, Lebanon

²University Paris Diderot, Sorbonne Paris Cite, Interdisciplinary Energy Research Institute (PIERI), Paris, France

³Université libanaise, faculté de technologie, Saida, Liban

⁴Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTen), UMR CNRS 6607, Université de Nantes, rue Christian Pauc, La Chantrerie, BP 50609, F-44306 Nantes cedex 3, France

*(auteur correspondant : mahmoud.khaled@liu.edu.lb)

Résumé - Le présent travail suggère une technique itérative innovante pour déterminer les coefficients de transfert de chaleur globaux des échangeurs de chaleur en fonction des débits des fluides. La méthode se base sur une seule évaluation expérimentale d'un échangeur de chaleur prenant en compte plusieurs gammes de débits de fluides. Les données expérimentales extraites constituent les bases d'une méthode itérative innovante visant à établir une relation explicite entre le coefficient de transfert de chaleur global et les débits des fluides. La méthode est validée par rapport aux résultats expérimentaux obtenus avec un échangeur thermique à flux croisés de type eau-air dans lequel une erreur relative moyenne inférieure à 5% a été observée.

1. Introduction

Les échangeurs de chaleur, ci-après désignés comme HXs, sont principalement classés en fonction du mode d'interaction entre les flux froids et chauds [1]. Certains des types familiers des échangeurs de chaleur sont les échangeurs de chaleur à tubes et ailettes, échangeurs de chaleur composés de tubes, canaux à contre-courant et micro-canaux, réacteurs et échangeurs de chaleur multifonctionnels [2-4]. La conception et l'analyse des types d'échangeurs de chaleur susmentionnés reposent largement sur la détermination du coefficient de transfert de chaleur global. Cependant, la détermination du coefficient de transfert de chaleur global est une étape difficile, puisqu'elle dépend de deux coefficients de transfert de chaleur par convection qui sont récupérés d'expressions expérimentales qui pour des géométries complexes des échangeurs ne sont pas trop précises [5]. Par conséquent, les chercheurs évaluent le coefficient global de transfert de chaleur expérimentalement où différentes gammes de débits dans les deux parties fluides du HX sont nécessaires pour couvrir les plages de fonctionnement que les échangeurs de chaleur peuvent éprouver au cours de leur durée de vie. Ensuite, en utilisant les coefficients de transfert de chaleur globaux mesurés, une technique d'interpolation est utilisée pour extraire les coefficients de transfert de chaleur globaux pour tout débit chaud et froid dans les plages d'utilisation disponibles [6-7]. Les techniques d'interpolations utilisées sont principalement basées sur des fonctions polynomiales en fonction des débits.

Le travail expérimental nécessite généralement des ressources considérables, en particulier lorsque plusieurs expériences sont impliquées. Par conséquent, afin de réduire

les travaux expérimentaux et d'éviter d'utiliser des techniques d'interpolation, la communauté des chercheurs s'est efforcée de développer une expression du coefficient de transfert de chaleur pouvant être écrite explicitement en fonction des principaux paramètres d'impact ; c'est-à-dire les débits chauds et froids. Cependant, de telles expressions sont rares dans la littérature [8-9]. Dans ce contexte, le présent travail suggère une méthode itérative innovante pour déterminer les coefficients de transfert de chaleur globaux des échangeurs de chaleur en fonction des débits de fluide. L'approche séquentielle de la méthode consiste tout d'abord à réaliser un seul test expérimental sur un échangeur de chaleur utilisant différents débits de fluide, à savoir des débits faibles correspondant uniquement au régime laminaire et des débits élevés correspondant également aux régimes turbulents.

2. Méthode itérative innovante

Le coefficient de transfert de chaleur par convection du fluide côté froid de l'échangeur est exprimé ci-dessous avec les constantes nouvellement introduites :

$$h_f = K_1 + K_2 Re_f^{d_1} \quad (1)$$

où K_1 , K_2 et d_1 sont des constantes et Re_f est le nombre de Reynolds du fluide froid. La constante K_1 dans l'équation (1) est introduite pour prendre en compte un coefficient de transfert de chaleur convectif non nul lorsque le nombre de Reynolds (vitesse) de l'écoulement froid est nul. De même, le coefficient de transfert de chaleur par convection du fluide côté chaud est exprimé par :

$$h_c = K_3 + K_4 Re_c^{d_2} \quad (2)$$

où K_3 , K_4 et d_2 sont des constantes et Re_c est le nombre de Reynolds de l'écoulement chaud. Par la suite, si on considère que la variation de résistance thermique conductrice et d'encrassement avec les nombres de Reynolds des deux débits de l'échangeur sont négligeables par rapport aux variations de résistance convective, le coefficient de transfert de chaleur global peut alors être exprimé par :

$$U = \frac{1}{\frac{1}{K_1 + K_2 Re_f^{d_1}} + \frac{1}{K_3 + K_4 Re_c^{d_2}} + K_5} \quad (3)$$

où $K_5 = A(R_{enc} + R_{cond})$ est une constante qui correspond à la résistance de conduction et d'encrassement multipliée par la surface de transfert de chaleur. De plus, K_5 est considéré constante lorsque les débits sont modifiés. Ensuite, le réarrangement de l'équation 3 conduit à la formule présentée ci-dessous :

$$U = \frac{A_1 + A_2 Re_f^{d_1} + A_3 Re_c^{d_2} + A_4 Re_f^{d_1} Re_c^{d_2}}{A_5 + A_6 Re_f^{d_1} + A_7 Re_c^{d_2} + Re_f^{d_1} Re_c^{d_2}} \quad (4)$$

où A_i , $i = 1$ à 7 sont des constantes exprimées en fonction des constantes K_i , $i = 1$ à 5.

Comme on peut le constater, basée sur les équations précédentes, l'objectif actuel de la méthode itérative proposée est de déterminer les coefficients A_i , $i = 1$ à 7 et d_1 et d_2 à partir d'un test expérimental unique sur un échangeur thermique utilisant divers débits de

fluides, à savoir les débits faibles correspondant au régime laminaire et les débits élevés correspondant aux régimes turbulents. C'est-à-dire que les tests expérimentaux sont effectués, pour un échangeur de chaleur donné, sur les côtés froid et chaud, en utilisant différents nombres de Reynolds. Pour atteindre l'objectif mentionné ci-dessus, il faut un minimum de neuf configurations expérimentales. Pour chaque expérience, les nombres de Reynolds, Re_f et Re_c , sont spécifiés et quatre températures sont donc enregistrées. A l'issue des essais expérimentaux neuf coefficients d'échange thermique sont déterminés.

En utilisant sept des neuf coefficients de transfert de chaleur globaux enregistrés et en supposant, dans la première itération, que les deux paramètres d_1 et d_2 sont connus (Figure 1), les coefficients A_i , $i = 1$ à 7 peuvent être déterminés à partir du système d'équations suivant:

$$M\vec{A} = \vec{B} \quad (6)$$

où:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & Re_{f1}^{d_1} & Re_{c1}^{d_2} & Re_{f1}^{d_1} Re_{c1}^{d_2} & -U_1 & -U_1 Re_{f1}^{d_1} & -U_1 Re_{c1}^{d_2} \\ 1 & Re_{f2}^{d_1} & Re_{c2}^{d_2} & Re_{f2}^{d_1} Re_{c2}^{d_2} & -U_2 & -U_2 Re_{f2}^{d_1} & -U_2 Re_{c2}^{d_2} \\ 1 & Re_{f3}^{d_1} & Re_{c3}^{d_2} & Re_{f3}^{d_1} Re_{c3}^{d_2} & -U_3 & -U_3 Re_{f3}^{d_1} & -U_3 Re_{c3}^{d_2} \\ 1 & Re_{f4}^{d_1} & Re_{c4}^{d_2} & Re_{f4}^{d_1} Re_{c4}^{d_2} & -U_4 & -U_4 Re_{f4}^{d_1} & -U_4 Re_{c4}^{d_2} \\ 1 & Re_{f5}^{d_1} & Re_{c5}^{d_2} & Re_{f5}^{d_1} Re_{c5}^{d_2} & -U_5 & -U_5 Re_{f5}^{d_1} & -U_5 Re_{c5}^{d_2} \\ 1 & Re_{f6}^{d_1} & Re_{c6}^{d_2} & Re_{f6}^{d_1} Re_{c6}^{d_2} & -U_6 & -U_6 Re_{f6}^{d_1} & -U_6 Re_{c6}^{d_2} \\ 1 & Re_{f7}^{d_1} & Re_{c7}^{d_2} & Re_{f7}^{d_1} Re_{c7}^{d_2} & -U_7 & -U_7 Re_{f7}^{d_1} & -U_7 Re_{c7}^{d_2} \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$\vec{A} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \\ A_7 \end{bmatrix} \text{ et } \vec{B} = \begin{bmatrix} U_1 Re_{f1}^{d_1} Re_{c1}^{d_2} \\ U_2 Re_{f2}^{d_1} Re_{c2}^{d_2} \\ U_3 Re_{f3}^{d_1} Re_{c3}^{d_2} \\ U_4 Re_{f4}^{d_1} Re_{c4}^{d_2} \\ U_5 Re_{f5}^{d_1} Re_{c5}^{d_2} \\ U_6 Re_{f6}^{d_1} Re_{c6}^{d_2} \\ U_7 Re_{f7}^{d_1} Re_{c7}^{d_2} \end{bmatrix} \quad (8)$$

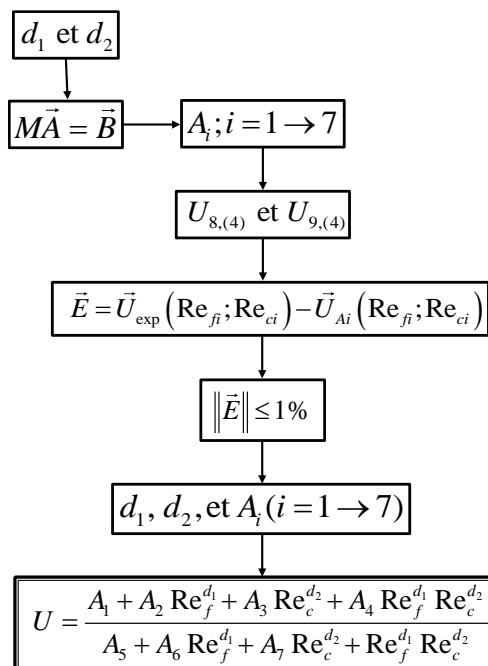


Figure 1 : Schéma illustratif du processus d'itération.

Les valeurs U_i , $i = 1$ à 7 sont les valeurs du coefficient de transfert thermique global obtenu expérimentalement pour sept configurations de débits $(Re_{fi}; Re_{ci})$, $i = 1$ à 7 . Par la suite, en utilisant le système d'équations mentionné ci-dessus, les huitième et neuvième coefficients de transfert de chaleur sont calculés et comparés à leurs équivalents expérimentaux. Ensuite, la solution est itérée par rapport à d_1 et d_2 jusqu'à ce que la norme du vecteur d'erreur entre les coefficients de transfert de chaleur expérimental et calculé soit minimale. La norme du vecteur d'erreur est donnée par:

$$|\vec{E}| = |\vec{U}_{exp}(Re_{fi}; Re_{ci}) - \vec{U}_{Ai}(Re_{fi}; Re_{ci})| \quad (9)$$

où $\vec{U}_{exp}(Re_{fi}; Re_{ci})$ le vecteur des valeurs expérimentales est obtenu à partir des neuf configurations de $(Re_{fi}; Re_{ci})$, $i = 1$ à 9 et $\vec{U}_{Ai}(Re_{fi}; Re_{ci})$ est le vecteur des valeurs du coefficient de transfert de chaleur global obtenu à l'aide de l'équation empirique susmentionnée (Équation 4) pour les neuf configurations $(Re_{fi}; Re_{ci})$, $i = 1$ à 9 .

Après convergence du processus itératif sur d_1 et d_2 on peut utiliser les neuf coefficients d_1 , d_2 et A_i , $i = 1$ à 7 dans l'expression (4) pour calculer le coefficient d'échange U pour des débits en air et eau quelconques.

La sélection des neuf enregistrements de l'ensemble des enregistrements expérimentaux pour obtenir une précision acceptable de l'approche est basée sur la norme minimale de l'erreur vectorielle. En effet, la procédure présentée ci-dessus pour un ensemble de neuf enregistrements est répétée pour les différentes combinaisons possibles de neuf enregistrements (les tests expérimentaux couvrent plus que neuf enregistrements) et les enregistrements correspondant à la norme minimale de l'erreur vectorielle ainsi que leurs constantes correspondantes sont conservés.

3. Résultats empiriques par rapport aux résultats expérimentaux

L'équation empirique est utilisée pour trouver les coefficients de transfert de chaleur globaux de deux régimes d'écoulement, respectivement laminaire et turbulent. Les résultats calculés sont comparés à leurs homologues expérimentaux [8]. Par conséquent, pour valider la formulation innovante avec sa méthode itérative associée, le cas de l'échangeur eau-air à tubes et ailettes à flux croisés est utilisé. Des tests expérimentaux sont effectués sur un échangeur de chaleur à tubes et ailettes à flux croisés pour différents débits d'air et d'eau correspondant à différents nombres de Reynolds. La figure 2 et le tableau 1 présente les détails utilisés dans les expériences. La vitesse moyenne de l'air en amont de l'échangeur V varie de 0,5 à 8 m/s et le débit Q de l'eau de 1500 à 9000 L/h. Il faut noter que l'expression de l'équation (4) va être utilisée sur une configuration d'échangeur hors des 9 essais expérimentaux utilisés pour caler les coefficients d_1 , d_2 et A_i , $i = 1$ à 7.

Étant donné que les paramètres qui seront calculés et analysés ultérieurement sont basés sur des températures mesurées, l'analyse des incertitudes est basée uniquement sur la température. Les variations de la température de l'eau pour les essais répétés deux fois dans les mêmes conditions et pour la même configuration sont prises en compte. Il a été constaté que la différence de température moyenne entre les tests est d'environ 0,4 °C pour une température moyenne de 70 °C, soit une différence relative de 0,57 %. Les tests de reproductivité ont été réalisés aussi pour la température d'air et une erreur relative de 0,84 % a été observée. D'autre part, l'erreur de positionnement des thermocouples dans les fluides est de 0,3 °C. Ensuite, avec une température minimale de 20 °C, l'erreur relative maximale due à la méthode de fixation des thermocouples ne dépasse pas les 2%. Enfin, avec une répétabilité de 0,84 % et une erreur de précision de 2% dans la mesure de la température, l'incertitude est de ce qui donne une confiance de 97,8% dans les mesures.

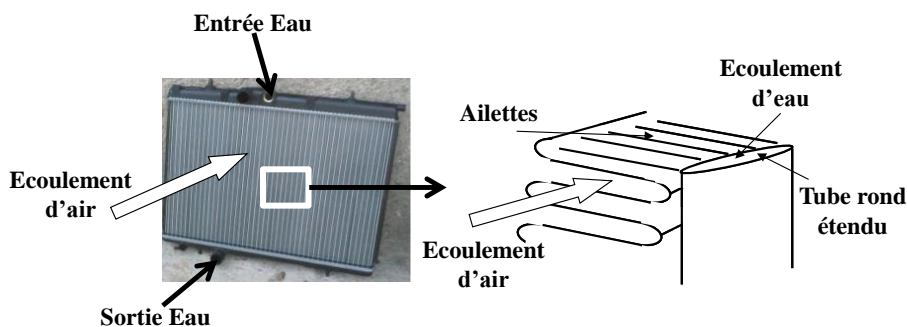


Figure 2: Présentation de l'échangeur de chaleur utilisé dans l'expérience.

Marque : Valeo ; Nom : 27SHP ; Numéro : 9580533480			
Type de circuit:	Flux descendant - Passage unique	Taille :	378 mm
Matériel :	Aluminium	Largeur :	558 mm
Épaisseur :	27 mm	Surface :	0.211 m ²
Poids de la tare	2.8 kg	Capacité :	1.7 L
Ailettes			
Épaisseur :	0.07 mm	Étape :	1.15 mm
Tubes			
Nombre :	59 par ligne	Petit axe :	1.75 mm
Forme :	Plaque	Large axe :	25.5 mm

Tableau 1 : Caractéristiques de l'échangeur de chaleur.

Dans les applications d'échangeurs de chaleur à tubes et ailettes et compte tenu de la géométrie complexe, il est difficile de choisir des longueurs caractéristiques pertinentes pour calculer les nombres de Reynolds des deux écoulements d'air et d'eau. Pour cela, le coefficient global de transfert de chaleur est généralement étudié en fonction de la vitesse moyenne de l'air en amont de l'échangeur et du débit volumique global de l'eau à l'intérieur des tubes de l'échangeur et non pas en fonction des nombres de Reynolds des deux écoulements. Pour chaque couple de la vitesse moyenne de l'air et du débit volumique de l'eau, la température de l'eau à la sortie de l'échangeur est mesurée. Les températures d'entrée d'eau et d'air sont respectivement de 95 °C et 20 °C. À partir de la température de sortie d'eau mesurée, la performance thermique de l'échangeur, en kW, peut être calculée comme suit:

$$\dot{Q} = \rho_{eau} Q c_{p,eau} (T_{eau,entr\acute{e}e} - T_{eau,sortie}) \quad (10)$$

où ρ_{eau} est la densité de l'eau, $c_{p,eau}$ la chaleur spécifique de l'eau, et $T_{eau,entr\acute{e}e}$ et $T_{eau,sortie}$ les températures de l'eau respectivement à l'entrée et à la sortie de l'échangeur.

Il a été montré par Khaled et al. [8-9] que pour des gammes particulières de débit d'eau (1000 à 9000 L/h) et de température (50 à 90 °C) ainsi que de vitesse (0.5 à 12 m/s) et de température de l'air (5 à 30 °C), les performances thermiques des échangeurs thermiques à courants croisés eau-air peuvent, en revanche, s'écrire comme suit avec des erreurs relatives inférieures à 2%:

$$\dot{Q} = UAETD \quad (11)$$

où U est le coefficient de transfert de chaleur global du HX, A la surface de transfert de chaleur et ETD la différence de température extrême définie comme suit:

$$ETD = \frac{T_{eau,entr\acute{e}e} + T_{eau,sortie}}{2} - T_a \quad (12)$$

où T_a est la température de l'air ambiant en amont de l'échangeur. Par conséquent, le coefficient de transfert de chaleur global peut être calculé à partir de l'équation suivante:

$$U = \frac{\dot{Q}}{A \left(\frac{T_{eau,entr\acute{e}e} - T_{eau,sortie}}{2} - T_a \right)} \quad (13)$$

Pour valider la méthode et comparer les résultats calculés avec celles obtenues expérimentalement, les différentes constantes de l'expression semi-empirique d'extrapolation (équation 4) sont calculées en fonction des valeurs du coefficient de transfert de chaleur global obtenu pour les neuf configurations indiquées dans le tableau 2.

Configuration	V (m/s)	Q (L/h)
1	4	3000
2	5	5000
3	6	6000
4	7	8000
5	8	9000
6	3	6000
7	4	8000
8	5	6000
9	6	5000

Tableau 2 : Différentes configurations expérimentales utilisées dans la détermination des constantes.

Ensuite, les résultats calculés et obtenus expérimentalement du coefficient de transfert de chaleur global sont représentés graphiquement pour les différentes valeurs de la vitesse moyenne de l'air V et du débit global Q (Figure 3). Comme représenté sur la figure 2, les résultats calculés et mesurés montrent une bonne concordance avec des vitesses supérieures ou égales à 3 m/s; néanmoins, des écarts à des vitesses inférieures à 3 m/s sont observés. La figure 3 présente l'erreur relative calculée par rapport aux résultats mesurés. Il peut être observé que pour une vitesse moyenne de l'air de 0,5 m/s, l'erreur relative moyenne peut atteindre près de 81% avec une valeur constante par rapport au débit global de l'eau. Ensuite, lorsque la vitesse moyenne de l'air augmente, l'erreur relative diminue. A titre d'illustration pour une vitesse moyenne de l'air de 2 m/s, l'erreur relative varie entre 0,46% et 7,11%, avec une moyenne de 3,79%.

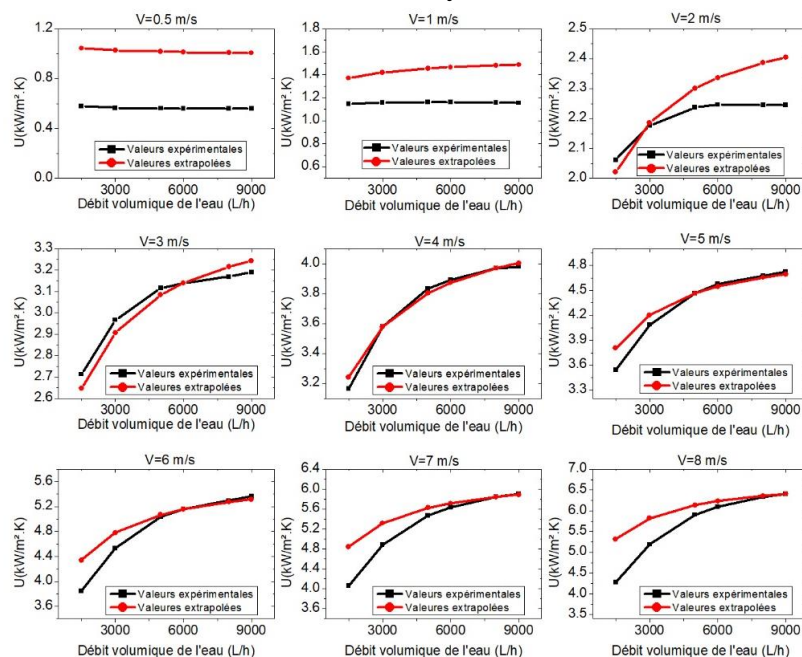


Figure 2 : Variations des valeurs expérimentales et calculées du coefficient de transfert thermique global en fonction du débit global d'eau pour différentes vitesses moyennes de l'air.

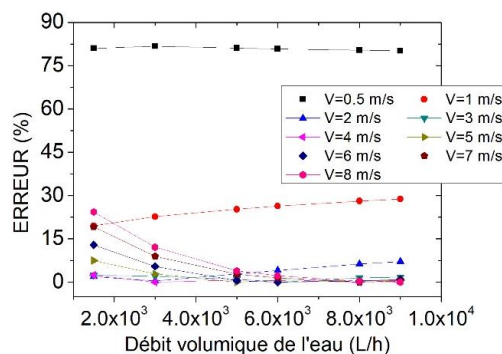


Figure 3 : La variation de l'erreur relative en fonction du débit global de l'eau pour différentes vitesses d'air moyennes.

À une vitesse moyenne de l'air de 4 m/s, l'erreur relative varie entre 0 et 2,44%, avec une moyenne de 0,72%. Les écarts entre les résultats calculés et leurs équivalents expérimentaux à faible vitesse (0,5 et 1 m/s) sont associés au régime d'écoulement. En effet, les coefficients de l'expression empirique (équation 4) ont été déterminés sur neuf

configurations expérimentales correspondant principalement à un régime turbulent et, par conséquent, les écarts sont observés dans des régimes laminaires. Cela implique que l'expression de l'équation 4 de la méthode innovante proposée doit être obtenue séparément pour les deux cas de régimes d'écoulement. Enfin, l'erreur relative moyenne calculée pour les cas turbulent-laminaire et turbulent-turbulent est inférieure à 5% et la nouvelle méthode proposée est considérée comme ayant une précision suffisante pour estimer le coefficient global de transfert de chaleur d'un échangeur de chaleur eau-air à flux croisés. Il faut noter que l'erreur relative moyenne obtenue avec les fonctions polynomiales d'interpolation pour les mêmes configurations sont de l'ordre des 8 %.

4. Conclusions

Ce travail présente une méthode innovante itérative pour déterminer les coefficients globaux de transfert de chaleur des échangeurs de chaleur en fonction des débits de fluides. La méthode est validée par rapport aux coefficients de transfert de chaleur expérimentaux pour un échangeur de chaleur à flux croisés de type eau-air et des erreurs relatives moyennes inférieures à 5% sont observées.

Références

- [1] P. Pongsoi, S. Pikulkajom, and S. Wongwises, Heat transfer and flow characteristics of spiral fin-and-tube heat exchangers: A review, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 79 (2014), 417-431.
- [2] M. Khaled, F. Harambat, and H. Peerhossaini, Analytical and empirical determination of thermal performance of louvered heat exchanger – effects of air flow statistics, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 (2011), 356-365.
- [3] Y. You, Y. Chen, M. Xie, X. Luo, L. Jiao, and S. Huang, Numerical simulation and performance improvement for a small size shell-and-tube heat exchanger with trefoil-hole baffles, *Applied Thermal Engineering*, 89 (2015), 220-228.
- [4] B. Daj, M. Li, and Y. Ma, Effect of surface roughness on liquid friction and transition characteristics in micro- and mini-channels, *Applied Thermal Engineering*, 67 (2014), 283-293.
- [5] F.P. Incropera and D.P. DeWitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, Sixth Edition, John Wiley & Sons, 2007.
- [6] Z. Li, S. Michiyuki, and F. Takeshi, Experimental study on heat and mass transfer characteristics for a desiccant-coated fin-tube heat exchanger, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 89 (2015), 641-651.
- [7] D. Dovic, B. Palm, and S. Svaic, Generalized correlations for predicting heat transfer and pressure drop in plate heat exchanger channels of arbitrary geometry, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 (2009), 4553-4563.
- [8] M. Khaled, F. Harambat, H. El Hage, and H. Peerhossaini, Spatial optimization of underhood cooling module – towards an innovative control approach, *Applied Energy*, 88 (2011), 3841-3849.
- [9] M. Khaled, F. Mangi, H. El Hage, F. Harambat, and H. Peerhossaini, Fan air flow analysis and Heat Transfer Enhancement of Vehicle Underhood Cooling System – Towards a New Control Approach for Fuel Consumption Reduction, *Applied Energy*, 91 (2012), 439-450.

Thème 3

Rayonnement

Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température	153
Modélisation de la propagation d'un laser dans un tissu biologique par un algorithme de Monte Carlo à collision nulle	161
Mesure des émissions radiatives par spectroscopie infrarouge rapide du CO ₂ et du CO lors d'une déflagration d'un mélange H ₂ /O ₂ /CO ₂ /N ₂	169
Étude et développement d'un simulateur d'échanges radiatifs dans des scènes 3D statiques et dynamiques surveillées par thermographie infrarouge multispectrale	177
Etude du transfert radiatif au sein de matériaux composites à renforts fibreux	185

Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température

Vincent Eymet^{1*}, Vincent Forest¹, Benjamin Piaud¹, Christophe Coustet¹, Richard Fournier², Stéphane Blanco², Loris Ibarrart², Jean-Marc Trégan², Pascal Lavieille², Cyril Caliot³, Mouna El Hafi⁴, Jean-Jacques Béziau⁴, Rémi Bouchié⁵, Mathieu Galtier⁶, Maxime Roger⁶, Jérémie Dauchet⁷, Olivier Farges⁸, Christophe Péniguel⁹, Isabelle Rupp⁹, Geneviève Eymet¹⁰

¹ Méso-Star - 8 rue des Pêcheurs, 31410 Longages

² LAPLACE, Univ. Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 9

³ PROMES - CNRS, 7, rue du four solaire, 66120 Font-Romeu Odeillo

⁴ RAPSODEE - Campus Jarlard, Route de Teillet, 81013 Albi CT cedex 9

⁵ Université Paris Est – CSTB, 84 Avenue Jean Jaurès, Champs-sur-Marne
77447 Marne-la-Vallée Cedex 2

⁶ CETHIL, Bât. Sadi-Carnot, 9, rue de la Physique, Campus LyonTech La Doua
69621 Villeurbanne cedex

⁷ Université Clermont Auvergne, CNRS, SIGMA Clermont
Institut Pascal, F-63000 Clermont-Ferrand

⁸ Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandoeuvre-lès-Nancy

⁹ EDF R&D, 6 quai Watier 78401 Chatou

¹⁰ Lycée Victor Hugo, 81600 Gaillac

*(auteur correspondant : vincent.eymet@meso-star.com)

Résumé - Nous présentons un ensemble d'algorithmes statistiques permettant d'effectuer le rendu d'une image thermique, en régime instationnaire, dans une scène quelconque. Simuler le signal reçu par chaque pixel de la caméra consiste à propager les sources thermiques (conditions aux limites et initiales) par les phénomènes de conduction, convection et rayonnement. La technique ne nécessite pas un calcul préalable du champ de température en tout point de la scène et en tout temps. Un exemple en géométrie complexe est présenté, et qualitativement comparé à une prise de vue.

Nomenclature

\mathcal{D}_S	volume solide connexe	ζ	coefficient d'échange volumique
$\partial\mathcal{D}_S$	frontière de \mathcal{D}_S	ν	nombre d'onde
\mathcal{D}_F	volume de fluide connexe	ϵ	émissivité
$\partial\mathcal{D}_F$	frontière de \mathcal{D}_F	Φ	fonction de phase
\mathcal{V}_F	volume de \mathcal{D}_F	k_a	coefficient d'absorption
\mathcal{S}_F	surface de \mathcal{D}_F	k_s	coefficient de diffusion
\mathbf{x}	vecteur position	k_{ext}	coefficient d'extinction
\mathbf{u}	vecteur direction	B	fonction de Planck
t	temps	L	luminance
ρ	masse volumique	θ	température
C	capacité calorifique massique	Q	débit volumique de fluide
λ	conductivité thermique		
h	coefficient d'échange surfacique		

1. Introduction

La production d'images de synthèse dans le domaine infrarouge peut être utilisée afin de valider expérimentalement les modèles utilisant des géométries complexes et incluant des matériaux

à propriétés thermiques réalistes. Nous proposons une méthodologie permettant le rendu infrarouge de scènes complexes, tant au niveau de la géométrie que des propriétés physiques. L'approche présentée est issue d'un travail collectif qui a permis le développement d'algorithmes statistiques *meshless* permettant la simulation des transferts radiatifs dans les milieux hétérogènes, sans précalcul des propriétés optiques du milieu [2, 3, 4]. Une des conséquences est qu'il n'est pas nécessaire de calculer le champ de température en toute position et à tout instant dans la scène préalablement à l'étape de rendu.

La première partie présente la technique de rendu, qui consiste à calculer le flux radiatif incident sur chaque pixel de l'image par une méthode de Monte-Carlo. L'algorithme correspondant échantillonne des lignes de visée depuis la caméra virtuelle et en direction de la scène¹. Le poids de Monte-Carlo obtenu à l'issue de chaque réalisation est une température échantillonnée dans la scène. De façon générale, ces températures ne sont pas connues. La seconde partie de l'article présente les algorithmes statistiques à récursivité croisée (voir [5]) qui permettent de simuler dans l'espace et dans le temps des trajectoires thermiques (illustration sur la figure 1) au cours desquelles sont échantillonnés les phénomènes de rayonnement, de convection et de conduction. A l'issue de chaque trajectoire, le poids de la réalisation est soit une condition initiale, soit une condition aux limites du système.

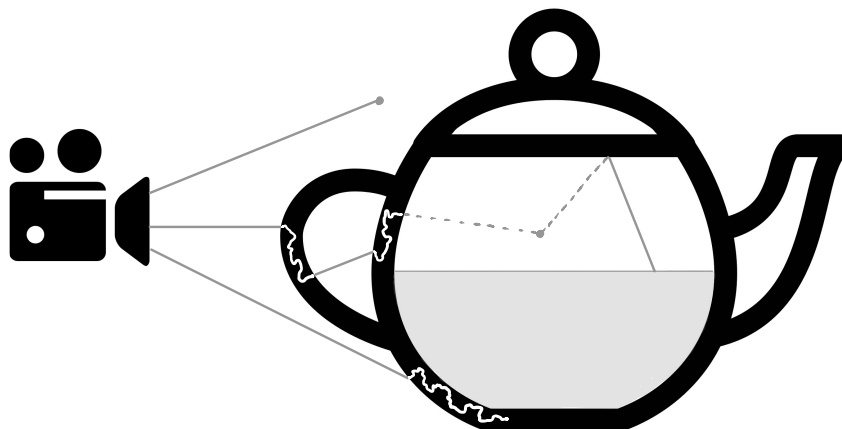


Figure 1 : Illustration des algorithmes statistiques présentés

Dans l'exemple de la figure 1, une théière est placée dans le champ de la caméra. Les sources thermiques sont : la température initiale en tout point, la température de l'air environnant et la température du liquide contenu dans la théière. Trois rayons issus de la caméra sont représentés (traits pleins). Le premier s'arrête dans le milieu environnant, ce qui n'est possible que pour les milieux participants semi-transparentes, et le poids de la réalisation est la température de l'air. Le second rayon intersecte une paroi, et une branche conductive est sélectionnée (trajet interne au solide). La marche aléatoire ressort du solide, puis une branche radiative est échantillonnée. Après intersection avec une autre paroi, un second trajet conductif est effectué, après quoi c'est une branche convective qui est sélectionnée (trait en pointillés). Une position sur la surface du domaine fluide (volume d'air) est échantillonnée sur le sommet de la voûte; une branche radiative est échantillonnée, et le rayon intersecte la surface du liquide, dont la température, connue, constitue le poids de la réalisation. Le troisième rayon rencontre une paroi, et une

1. La formulation de cet algorithme est dite *reverse* : les trajectoires sont issues de la position où la grandeur est recherchée, pour des raisons de convergence numérique; ainsi, les positions d'absorption de ces trajets correspondent à des émissions dans une formulation directe.

marche conductive démarre ; mais le trajet diffusif est très long et la condition initiale est finalement atteinte : le poids de cette réalisation est la température initiale de la thière.

2. Production de l'image de synthèse

Le calcul d'une image de synthèse consiste à simuler la température de brillance (température équivalent corps noir) $\theta_R(\mathbf{x}, t)$ pour chaque pixel de l'image.

Les configurations ici étudiées correspondent à la situation suivante : la caméra virtuelle est placée dans un milieu fluide (par exemple de l'air) potentiellement absorbant et diffusif dans la plage spectrale infrarouge. La scène est constituée d'un ensemble de volumes solides \mathcal{D}_S et fluides \mathcal{D}_F connexes et homogènes. Nous faisons l'hypothèse que les domaines de fluide sont homogènes en température, et que le fluide est continuellement renouvelé par un débit volumique Q_F de fluide identique, à la température θ_N .

Le point fondamental ici est que la température des domaines de solide et de fluide peut être soit connue (condition aux limites), soit **inconnue** : la simulation est effectuée de façon générale pour un instant t arbitraire, et la température initiale θ_I en chaque point de la scène est connue (condition initiale). Afin d'établir un algorithme statistique permettant de calculer $\theta_R(\mathbf{x}, t)$, il faut considérer le flux radiatif net sur une surface donnée :

$$\phi_R(\mathbf{x}, t) = \epsilon(\mathbf{x}) \int_{2\pi^+(\mathbf{n}(\mathbf{x}))} \frac{|\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x})|}{\pi} d\omega(\mathbf{u}) \left\{ \int_0^{+\infty} \pi L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u}) d\nu - \sigma \theta_B(\mathbf{x}, t)^4 \right\} \quad (1)$$

avec $\theta_B(\mathbf{x}, t)$ la température de la surface pour la position où le flux est défini.

La luminance $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$ est la solution de l'équation de transfert radiatif en milieu absorbant / émissif et diffusif : il s'agit, pour chaque ligne de visée (\mathbf{x}, \mathbf{u}) , de la somme des puissances radiatives : 1- émise par le milieu, 2- émise par les parois et 3- diffusée par le milieu dans la ligne de visée, et atténuées jusqu'en \mathbf{x} . Après reformulation de ces trois termes, nous arrivons finalement à l'expression 2 (le détail peut se trouver dans [1]).

$$\begin{aligned} L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u}) = & \int_0^{+\infty} ds k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u}) e^{-\int_0^s k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s'\mathbf{u}) ds'} \left\{ \right. \\ & \left[\frac{k_{a,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} \sum_{i=1}^{N_a} \frac{h_{a,\nu,i}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{a,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} B_\nu(\theta_F(\mathbf{x} + s\mathbf{u})) \right. \\ & + \left. \frac{k_{s,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} \sum_{i=1}^{N_s} \frac{h_{s,\nu,i}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{s,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} \int_{4\pi} \Phi_{\nu,i}(\mathbf{u}, \mathbf{u}') L_\nu(\mathbf{x} + s\mathbf{u}, -\mathbf{u}') d\omega(\mathbf{u}') \right] \mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \in \mathcal{D}_F) \\ & + \left[\epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int}) B_\nu(\theta_B(\mathbf{x}_{int})) \right. \\ & \left. + (1 - \epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int})) \int_{2\pi^+(\mathbf{n}(\mathbf{x}_{int}))} BRDF(\mathbf{u}, \mathbf{u}') |\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_{int})| L_\nu(\mathbf{x}_{int}, -\mathbf{u}') d\omega(\mathbf{u}') \right] \mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \cap \partial\mathcal{D}_F) \left. \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

Cette formulation a été généralisée :

- le coefficient d'absorption monochromatique $k_{a,\nu}$ est la somme de N_a contributions $h_{a,\nu,i}$; par exemple, la contribution à $k_{a,\nu}$, soit d'une transition énergétique, soit d'une variété de particules solides.
- le coefficient de diffusion monochromatique $k_{s,\nu}$ est la somme de N_s contributions $h_{s,\nu,i}$; par exemple, la contribution à $k_{s,\nu}$ d'une famille de particules diffusives (nuage, brouillard, pluie, grêle, neige, etc) ou d'une espèce gazeuse (diffusion Rayleigh).

La relation 2 montre que la luminance $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$ peut être évaluée statistiquement en générant des trajets optiques depuis la position \mathbf{x} , dans la direction \mathbf{u} . Ces trajets optiques sont constitués de segments entre des positions de diffusion (en volume) et de réflexion (en paroi). Ils ne s'arrêtent que lors d'un événement d'absorption / émission (en volume ou en paroi), et le poids de la réalisation est $B_\nu(\theta_\gamma)$ avec θ_γ la température obtenue à la fin du trajet optique γ . La luminance $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$ est donc une moyenne de luminances de Planck évaluées pour la température de fin de trajet, dans l'espace des trajectoires Γ à considérer :

$$L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u}) = \int_{\Gamma} p(\gamma) d\gamma \left\{ B_\nu(\theta_\gamma) \right\} \quad (3)$$

Où $p(\gamma)$ symbolise la suite d'échantillonnages statistiques à effectuer pour l'évaluation de $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$ (relation 2). En injectant la relation 3 dans 1, et après intégration angulaire et spectrale sous hypothèse de milieu gris :

$$\phi_R(\mathbf{x}, t) = \epsilon(\mathbf{x}) \sigma \left[\int_{\Gamma} p(\gamma) \theta_\gamma^4 d\gamma - \theta_B(\mathbf{x}, t)^4 \right] \quad (4)$$

Et par linéarisation autour d'une température de référence θ_{ref} :

$$\begin{cases} \phi_R(\mathbf{x}, t) \approx 4\epsilon(\mathbf{x}) \sigma \theta_{ref}^3 \left[\theta_R(\mathbf{x}, t) - \theta_B(\mathbf{x}, t) \right] \\ \theta_R(\mathbf{x}, t) = \int_{\Gamma} p(\gamma) \theta_\gamma d\gamma \end{cases} \quad (5)$$

La relation 2 n'est donnée que pour indiquer la suite d'échantillonnages statistiques impliqués dans l'algorithme de calcul de la température radiative θ_R ; bien que cette relation soit formulée de façon monochromatique et pour un milieu inhomogène, la suite des développements présentés ici utiliseront les hypothèses de milieu gris et homogène par domaine. Dans le cadre de ces hypothèses, l'algorithme de Monte-Carlo correspondant au calcul de θ_R (relations 5) est :

Évaluation de la température radiative $\theta_R(\mathbf{x}, t)$ (algorithme T0)

- échantillonnage d'une longueur s sur $[0, +\infty)$ selon la densité de probabilité $k_{ext,\nu} \exp(-k_{ext,\nu} s)$ et identification de la position de collision $\mathbf{x} + s\mathbf{u}$.
- dans le cas où la position de collision est dans le domaine fluide ($\mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \in \mathcal{D}_F) = 1$) :
 1. une fraction $\frac{k_{a,\nu}}{k_{ext,\nu}}$ des collisions sont des absorptions / émissions : il faut alors échantillonner une contribution i parmi les N_a composantes de $k_{a,\nu}$, et le poids de la réalisation est θ_γ , la température locale du milieu pour la position de collision.
 2. la fraction complémentaire $\frac{k_{s,\nu}}{k_{ext,\nu}}$ des collisions sont des diffusions, auquel cas il faut maintenant échantillonner une contribution i parmi les N_s composantes de $k_{s,\nu}$, puis échantillonner une nouvelle direction de propagation \mathbf{u}' selon la fonction de phase locale $\Phi_{\nu,i}(\mathbf{u}, \mathbf{u}')$ de l'espèce diffusive i (le trajet optique continue).
- dans le cas où la position de collision n'est pas dans le domaine fluide : la ligne de visée (\mathbf{x}, \mathbf{u}) rencontre une paroi en \mathbf{x}_{int} ($\mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \cap \partial\mathcal{D}_F) = 1$) :
 1. une fraction $\epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int})$ des collisions en \mathbf{x}_{int} sont des absorptions / émissions : le poids de la réalisation est alors θ_γ , la température locale en paroi, pour la position \mathbf{x}_{int} .
 2. la fraction complémentaire $1 - \epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int})$ des collisions sont des réflexions, auquel cas il faut échantillonner une nouvelle direction de propagation \mathbf{u}' selon $|\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_{int})| BRDF(\mathbf{u}, \mathbf{u}')$

En milieu participant inhomogène, la formulation 2 donne lieu à un algorithme de collision nulle non détaillé ici. Le lecteur pourra se référer aux publications ayant détaillé ces algorithmes ([1, 2, 3]).

Nous voyons, d'après l'algorithme T0, qu'il convient de connaître la température θ_γ en tout point de la scène (dans un milieu semi-transparent, ou en paroi d'un solide). Une approche possible serait d'évaluer le champ de température dans toute la scène par une simulation des transferts thermiques. Dans ce travail, ce n'est pas le cas : le champ de température *n'est pas évalué préalablement à la simulation de l'image*. La température en toute position des différents domaines de solide ou de fluide présents dans la scène peut être connue (conditions aux limites), mais peut également être inconnue. La suite de cet article est dévolue à la description d'un ensemble d'algorithmes statistiques (voir [5]) permettant d'évaluer la température en toute position d'un domaine solide ou fluide, ou d'une frontière entre deux domaines, pour n'importe quelle valeur du temps.

3. Modélisation des transferts thermiques couplés

L'algorithme T1 précédemment décrit ne s'arrête que lors d'une absorption / émission : soit en volume, auquel cas il faut accéder à $\theta_\gamma = \theta_F$ la température du fluide pour la position finale, soit en paroi, auquel cas il faut accéder à $\theta_\gamma = \theta_B$ la température de paroi pour la position atteinte.

Comme mentionné précédemment, le champ de température dans la scène, à l'instant considéré, n'a pas été évalué numériquement dans un calcul préalable à la production de l'image de synthèse ; deux cas se présentent : soit θ_γ est une condition aux limites connue, auquel cas la réalisation s'arrête, soit cette température est inconnue. Dans ce second cas, nous nous intéressons maintenant à l'évaluation statistique d'une température ($\theta_F(\mathbf{x}, t)$ dans un volume de fluide ou $\theta_B(\mathbf{x}, t)$ en paroi) pour une position et une date connues.

- $\theta_F(\mathbf{x}, t)$: l'évolution temporelle de cette température obéit à la conservation de l'énergie, pour un fluide semi-transparent participant pour lequel on définit un coefficient d'échange radiatif volumique linéarisé sous hypothèse de milieu gris $\zeta = 16k_a\sigma\theta_{ref}^3$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{x} \in \mathcal{D}_F, t \in [t_I, +\infty) : \rho_F C_F \mathcal{V}_F \frac{\partial \theta_F(t)}{\partial t} = \rho_F C_F Q_F (\theta_N - \theta_F(t)) \\ + \int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) (\theta_R(\mathbf{x}, t) - \theta_F(t)) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) (\theta_B(\mathbf{x}, t) - \theta_F(t)) dS_F(\mathbf{x}) \\ \mathbf{x} \in \mathcal{D}_F, t = t_I : \theta_F(t) = \theta_I \end{array} \right. \quad (6)$$

De solution :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_F(t) = \int_0^{+\infty} \alpha_F e^{-\alpha_F \tau} d\tau \left\{ \mathcal{H}(t - \tau < t_I) \theta_I + \mathcal{H}(t - \tau > t_I) \beta_F(t - \tau) \right\} \\ \alpha_F = \frac{\int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F}{\rho_F C_F \mathcal{V}_F} \\ \beta_F(t) = \frac{\int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) \theta_R(\mathbf{x}, t) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) \theta_B(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F \theta_N}{\int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F} \end{array} \right. \quad (7)$$

- $\theta_B(\mathbf{x}, t)$ en une position \mathbf{x} sur une frontière où la normale \mathbf{n} à la paroi est, par convention, orientée vers le domaine fluide : l'évolution temporelle de cette température obéit à la conservation du flux en paroi, où est défini localement $h_R(\mathbf{x}, t) = 4\epsilon(\mathbf{x})\sigma\theta_{ref}^3$, un coefficient d'échange par rayonnement linéarisé autour de la température de référence θ_{ref} (voir relation 5).

$$\mathbf{x} \in \partial \mathcal{D}_F, t \in [t_I, +\infty[: -\lambda_s \nabla \theta_S(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n} = h_F(\mathbf{x}, t) (\theta_F(\mathbf{x}, t) - \theta_B(\mathbf{x}, t)) + h_R(\mathbf{x}, t) (\theta_R(\mathbf{x}, t) - \theta_B(\mathbf{x}, t)) \quad (8)$$

Évaluation de la température de solide $\theta_S(\mathbf{x}, t)$ (algorithme T3)

— échantillonnage d'une durée τ selon $\alpha_S e^{-\alpha_S \tau}$ (relation 10); deux cas se présentent : si $\tau > t - t_I$, la condition initiale a été atteinte : le poids de la réalisation est la température initiale du fluide θ_I . Sinon, le temps prend une nouvelle valeur $t - \tau$, il faut évaluer la fonction $\beta_S(t)$: il s'agit d'échantillonner une branche conductive et une branche radiative au prorata des probabilités respectives $\frac{6\lambda_S}{6\lambda_S + \zeta\rho_S C_S \delta^2}$ et $\frac{\zeta\rho_S C_S \delta^2}{6\lambda_S + \zeta\rho_S C_S \delta^2}$; si la branche radiative est sélectionnée, il faut évaluer la température radiative $\theta_R(\mathbf{x}, t)$ (algorithme T0). Si la branche conductive est sélectionnée, il faut maintenant échantillonner une position $\mathbf{x} + \delta \mathbf{e}_i$ distante de \mathbf{x} d'une distance δ ; en pratique, cette position est échantillonnée de façon uniforme sur une sphère de rayon δ centrée en \mathbf{x} . Le poids de la réalisation est la température (inconnue) du solide pour la nouvelle position et la nouvelle valeur du temps; il faut donc faire appel de façon récursive au présent algorithme T3. Une marche aléatoire de pas δ dans le solide apparaît, avec remontée progressive dans le temps, et une possibilité de sélectionner la branche radiative à chaque étape (dans le cas d'un milieu solide semi-transparent); elle ne se termine que dans deux cas : quand la condition initiale est atteinte (le poids de la réalisation est θ_I), et quand une frontière entre deux domaines est atteinte : il faut alors faire appel à l'algorithme permettant d'évaluer la température d'une interface (T2 ou T4) pour la position finale du trajet de diffusion, et pour le temps final atteint.

Pour que l'édifice soit complet, il faut mentionner ce qu'il convient de faire lorsque la marche diffusive dans les domaines solides atteint une frontière entre deux solides de conductivités différentes λ_{S1} et λ_{S2} (algorithme T4) : la conservation du flux à l'interface nous amène à choisir entre le solide 1 ou le solide 2 au prorata des probabilités respectives $\frac{\lambda_{S1}}{\lambda_{S1} + \lambda_{S2}}$ et $\frac{\lambda_{S2}}{\lambda_{S1} + \lambda_{S2}}$; une nouvelle marche aléatoire commence alors dans le solide choisi, à une distance δ de la paroi, jusqu'à atteindre la condition initiale ou une nouvelle frontière de domaine.

4. Illustration

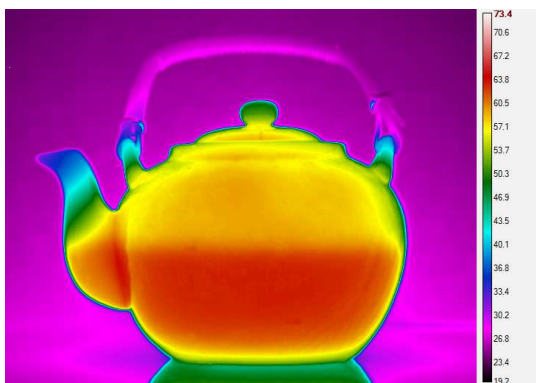


Figure 2 : Imagerie thermique

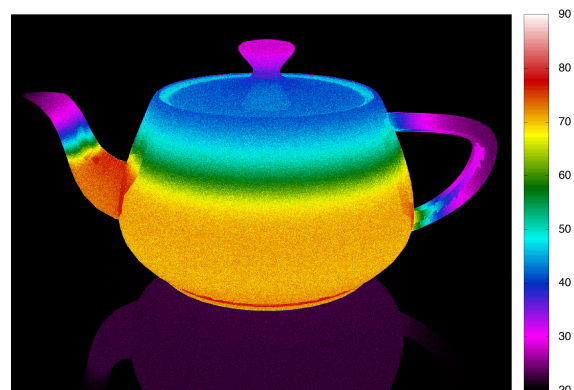


Figure 3 : Image de synthèse

La figure 2 présente une prise de vue de caméra thermique d'une théière à moitié pleine d'eau chaude (environ 80°C), placée dans un environnement à température ambiante (20°C), et placée sur un support réfléchissant également à température ambiante. La figure 3 montre une image de synthèse d'une scène similaire, générée à l'aide des algorithmes décrits précédemment, obtenue dans les conditions suivantes : le diamètre externe de la théière est 12 cm, et l'épaisseur de son enveloppe est d'environ 5mm; le niveau d'eau est de deux tiers de la cavité interne; les propriétés physiques du solide (porcelaine) sont les suivantes : $\rho = 2400 \text{ kg/m}^3$, $C = 1080 \text{ J/(kg.K)}$, $\lambda = 1.03 \text{ W/(m.K)}$; le fluide environnant, ainsi que le gaz interne à la théière, sont de l'air : $\rho = 1 \text{ kg/m}^3$, $C = 1000 \text{ J/(kg.K)}$; le coefficient d'échange convectif est de $10 \text{ W/(m}^2.\text{K)}$, que

ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur de la théière ; la surface interne de la théière est considérée comme une surface purement absorbante ($\epsilon = 1$), et les propriétés radiatives de la surface externe sont : $\epsilon = 0.80$, fraction spéculaire = 0.50 ; les propriétés radiatives du support sont : $\epsilon = 0.95$, fraction spéculaire = 0.80 ; la température du volume d'eau à l'intérieur de la théière a été imposée à 90°C (constante), la température de l'air ambiant, ainsi que la température de rayonnement ambiant sont de 20°C.

Les géométries, les conditions expérimentales et les points de vue ne sont pas les mêmes pour les deux images, mais il est cependant possible d'observer qualitativement des effets similaires : le niveau de liquide peut être visualisé, la présence d'un gradient thermique est observé dans le bec de la théière et sur la surface externe. Dans les deux cas, il est également possible de visualiser la réflexion du rayonnement thermique sur le support de la théière. Enfin, dans le cas de l'image de synthèse, les reflets des surfaces en vis-à-vis sont visibles au niveau de la base du bec et sur l'anse ; sur la prise de vue thermique, on devine ces effets, mais ils restent peu visibles du fait du point de vue utilisé.

5. Conclusion

La technique décrite dans cet article présente un fort intérêt, notamment dans le domaine de la thermique du bâtiment : elle offre la possibilité d'un calcul utilisant toute la complexité géométrique des maquettes numériques dans leur moindres détails. Dans l'idée de quantifier un indicateur de performance d'isolation thermique de l'enveloppe des bâtiments, la recherche s'oriente actuellement vers des méthodes non intrusives à base d'imagerie thermique infrarouge. La combinaison d'une image de synthèse infrarouge produite par l'approche présentée dans cet article, avec des techniques d'optimisation bayésiennes déjà développée dans le cadre de l'Annexe 58 de l'IEA [6, 7], pourrait conduire à des innovations de rupture dans le domaine. Enfin, en marge de l'application thermique pure, le nouveau formalisme mathématique développé dans cet article pourrait être étendu à d'autres phénomènes physiques de transfert non linéaire dont le calcul numérique est à ce jour bridé par les capacités de résolution numérique, notamment du fait de la taille des maillages utilisés par les simulations.

Références

- [1] M. Galtier, Approche statistique du rayonnement dans les milieux gazeux hétérogènes : de l'échantillonnage des transitions moléculaires au calcul de grandeurs radiatives, *Doctorat de l'Université de Toulouse* (2014)
- [2] M. Galtier, Integral formulation of null-collision Monte-Carlo algorithms, *JQSRT*, 125, pp. 57-68 (2013).
- [3] V. Eymet, D. Poitou, M. Galtier, M. El Hafi, G. Terrée, R. Fournier, Null-collision meshless Monte-Carlo. Application to the validation of fast radiative transfer solvers embedded in combustion simulators, *JQSRT*, 129, pp. 145-157 (2013).
- [4] M. Galtier, S. Blanco, J. Dauchet, M. El Hafi, V. Eymet, R. Fournier, M. Roger, C. Spiesser, G. Terrée, Radiative transfer and spectroscopic databases : a line-sampling Monte-Carlo approach, *JQSRT*, 192, pp. 83-97 (2016).
- [5] R. Fournier, S. Blanco, V. Eymet, M. El Hafi, C. Spiesser, Conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm, *Journal of Physics : Conference Series, IOP Publishing Eurotherm Conference 105 : Computational Thermal Radiation in Participating Media V 1-3 April 2015, Albi, France*, 676 (1), art. 012007
- [6] H. Madsen, et al., Thermal performance characterization using Time Series Data, *IEA EBC Annex 58 Guidelines*. Technical University of Denmark (DTU). (DTU Compute-Technical Report ; No. 8) (2015)
- [7] S. Thebault, R. Bouchié, Refinement of the ISABELE method regarding uncertainty quantification and thermal dynamics modelling, *Energy and Buildings 178*. DOI : 10.1016/j.enbuild.2018.08.047 (2018)

Modélisation de la propagation d'un laser dans un tissu biologique par un algorithme de Monte Carlo à collision nulle

Olivier Farges^{1*}, Ahmad Addoum³, Fatmir Asllanaj^{1,2}

¹Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, France

²CNRS, LEMTA, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, France

³Université Claude Bernard, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, UMR 5822, Villeurbanne, France

* (auteur correspondant : olivier.farges@univ-lorraine.fr)

Résumé - Nous proposons de modéliser la propagation d'un laser au sein d'un milieu biologique contenant une inclusion tumorale grâce à un algorithme de Monte Carlo à collision nulle. Celui-ci permet de prendre en compte l'hétérogénéité d'un tel milieu par une approche statistique. Il en résulte la production de résultats d'*expérimentations numériques* dans le but de tester la robustesse d'algorithmes de reconstruction des propriétés radiatives d'un tissu biologique sondé par Tomographie Optique Diffuse.

Nomenclature

l	Libre parcours : distance entre deux événements d'interaction <i>lumière-matière</i>	μ_s	Coefficient de diffusion en (mm^{-1})
L	Luminance en ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$)	μ_n	Coefficient de collision nulle en (mm^{-1})
\mathbf{u}	Direction de propagation d'un photon	μ	Coefficient d'extinction en (mm^{-1})
\mathbf{x}	Vecteur position au sein du milieu	<i>Indices et exposants</i>	
<i>Symboles grecs</i>		s	Tissu sain
μ_a	Coefficient d'absorption en (mm^{-1})	t	Tissu tumoral

1. Introduction

Ce travail porte sur l'étude du rayonnement dans des tissus biologiques pour l'aide au diagnostic du cancer par Tomographie Optique Diffuse (TOD). Cette technique d'imagerie non-invasive permet de reconstruire les propriétés radiatives de tissus [3, 8, 7, 5] (coefficient d'absorption μ_a , coefficient de diffusion μ_s et facteur d'anisotropie g de la fonction de phase de Heyney-Greenstein) sachant que ces propriétés sont différentes pour les cellules saines et les cellules tumorales. Le milieu est sondé à l'aide d'un faisceau laser émettant dans le visible ou le Proche Infrarouge (PIR). Le flux rétrodiffusé (réflectance) à la surface du milieu est utilisé afin d'identifier la présence éventuelle de tumeurs.

Il s'agit d'abord de traiter le problème direct de transfert radiatif dans des milieux semi-transparents très diffusants (tissus biologiques). Ce type de phénomène est modélisé rigoureusement dans de tels milieux par l'équation de transfert radiatif (ETR).

Le sujet d'étude est une représentation 3D d'un tissu biologique de dimension $x = 4 \text{ mm}$, $y = 4 \text{ mm}$, $z = 4 \text{ mm}$ contenant une inclusion sphérique (représentant une tumeur) de diamètre $0,5 \text{ mm}$ comme représenté sur la figure 1. La zone tumorale se différencie du milieu sain par une valeur des coefficients d'absorption et de diffusion plus élevée alors que la valeur du coefficient d'anisotropie g est identique pour les deux zones. Les valeurs correspondantes sont regroupées dans le tableau 1. Le centre de cette inclusion se situe au point $(1, 1, 3)$.

Ce milieu est éclairé en face supérieure ($x, y, z = 4 \text{ mm}$) par un pulse laser et une estimation du flux rétrodiffusé est obtenue à l'aide d'un algorithme de Monte Carlo (MC) à collision nulle [2, 1]. Ces mesures synthétisées serviront ensuite de données d'entrée à un schéma itératif de reconstruction par méthode inverse. Un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis (« *méthode de volumes finis modifiés : mFVm* ») et développé au LEMTA [6], résout à la fois l'ETR et son état adjoint. Un algorithme de descente de gradient de type quasi-Newton permet la reconstruction des propriétés radiatives (ie μ_a, μ_s et/ou g) du milieu en minimisant l'écart entre les données synthétisées par MC et celles calculées par le code « *mFVm* » [9].

L'utilisation d'une méthode statistique de type Monte Carlo pour la production de données permet d'obtenir des valeurs d'entrée plus proches de mesures expérimentales. De plus, ces données sont d'une origine différente de celles qui seraient obtenues par le code « *mFVm* ». Nous allons nous focaliser sur la mise en œuvre de la méthode de Monte Carlo dans le cas d'un milieu participant (absorbant et diffusant) ayant des propriétés radiatives hétérogènes. Nous n'aborderons pas ici l'étape de reconstruction des propriétés par notre algorithme d'inversion.

2. Modélisation par la méthode de Monte Carlo de la propagation de la lumière dans un milieu participant

La Méthode de Monte Carlo (MMC) est largement utilisée afin de modéliser les phénomènes de transfert radiatif. Nous allons ici la mettre en œuvre dans le but de modéliser la propagation d'un laser au sein d'un tissu biologique. D'un point de vue radiatif, ce tissu est un milieu absorbant et diffusant. La particularité de ce problème provient de la présence d'une inclusion tumorale au sein du tissu sain. En effet, pour des raisons morphologiques, les propriétés radiatives de ces deux zones sont différentes :

- La plus grande vascularisation des zones tumorales rend ces dernières plus absorbantes $\mu_{a-t} > \mu_{a-s}$
- Les phénomènes de diffusion de la lumière par les tissus biologiques sont principalement le fait des noyaux des cellules. Or, les cellules tumorales présentent des noyaux déformés et de taille plus importante que les noyaux des cellules saines : $\mu_{s-t} \neq \mu_{s-s}$
- Les différences morphologiques entre les cellules saines et les cellules tumorales impactent également les directions de propagation : le facteur d'anisotropie diffère selon la zone considéré : $g_t \neq g_s$. Ce contraste dans le facteur d'anisotropie ne sera pas étudié ici et nous considérons $g_t = g_s$

De ce fait, modéliser la propagation de la lumière dans un tissu biologique contenant des tumeurs revient à estimer le flux rétrodiffusé par un milieu absorbant et diffusant aux propriétés radiatives spatialement hétérogènes.

2.1. Méthode de Monte Carlo et milieu participant

Lorsque l'on utilise la MMC pour modéliser des phénomènes d'*absorption-diffusion*, on « suit » des photons à l'intérieur du milieu lors de leur progression. Pour cela, il est nécessaire de tirer aléatoirement des libres parcours l déterminant la distance entre deux événements (diffusion ou absorption). Ce tirage aléatoire est réalisé selon une loi statistique $p_{\mathcal{L}}$ appelée densité de probabilité des libres parcours présentée dans l'équation 1.

$$p_{\mathcal{L}} = (\mu_s + \mu_a)(\mathbf{x}) \exp \left(- \int_0^l (\mu_s + \mu_a)(\mathbf{x}_0 - l' \mathbf{u}_0) dl' \right) \quad (1)$$

L'équation locale du transfert radiatif s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) = & - [\mu_a(\mathbf{x}) + \mu_s(\mathbf{x})] L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) + \mu_a(\mathbf{x}) L^{eq}(\mathbf{x}) \\ & + \mu_s(\mathbf{x}) \int_{4\pi} p(\mathbf{u}|\mathbf{u}') L(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' \end{aligned} \quad (2)$$

Or, comme démontré par Galtier[4], lorsque les propriétés radiatives du milieu sont hétérogènes, il n'est plus possible d'utiliser ce formalisme pour échantillonner les longueurs de diffusion. En effet, il faudrait pouvoir déterminer les valeurs des propriétés radiatives le long du chemin avant d'avoir parcouru ce chemin. Les alternatives courantes portent sur la discrétisation du milieu afin d'obtenir des sous-volumes ayant des propriétés uniformes et ainsi pouvoir échantillonner les libres parcours d'extinction par morceaux. Nous présentons ici une alternative à cette discrétisation afin d'éviter un maillage du milieu et ainsi perdre une partie des avantages de MMC. Il s'agit alors d'utiliser un algorithme à collision nulle [1].

2.2. Principe des algorithmes à collision nulle

Le principe des algorithmes à collision nulle repose sur l'introduction d'un coefficient positif de collision nulle μ_n en tant que nouvelles propriétés radiatives du milieu. Ce coefficient s'ajoute au coefficient d'absorption et au coefficient de diffusion afin de définir un nouveau coefficient d'extinction $\hat{\mu}$:

$$\hat{\mu} = \mu_a + \mu_s + \mu_n \quad (3)$$

Ce coefficient fictif est alors choisi afin de rendre possible et suffisamment simple l'échantillonnage des libres parcours selon une nouvelle densité de probabilité (équation 4). La pratique la plus simple consiste à choisir un coefficient d'extinction $\hat{\mu}$ majorant le coefficient d'extinction réel μ . La figure 2 illustre le nouveau champ d'extinction $\hat{\mu}$, majorant en chaque endroit de l'espace le champ d'extinction $\mu = \mu_a + \mu_s$.

$$p_{\mathcal{L}} = \hat{\mu}(\mathbf{x}) \exp\left(-\int_0^l (\mu_s + \mu_a)(\mathbf{x}_0 - l' \mathbf{u}_0) dl'\right) \quad (4)$$

L'équation locale du transfert radiatif s'écrit alors sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) = & - [\mu_a(\mathbf{x}) + \mu_s(\mathbf{x}) + \mu_n(\mathbf{x})] L(\mathbf{x}, \mathbf{u}) + \mu_a(\mathbf{x}) L^{eq}(\mathbf{x}) \\ & + \mu_s(\mathbf{x}) \int_{4\pi} p(\mathbf{u}|\mathbf{u}') L(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' + \mu_n(\mathbf{x}) \int_{4\pi} \delta(\mathbf{u} - \mathbf{u}') L(\mathbf{x}, \mathbf{u}') d\mathbf{u}' \end{aligned} \quad (5)$$

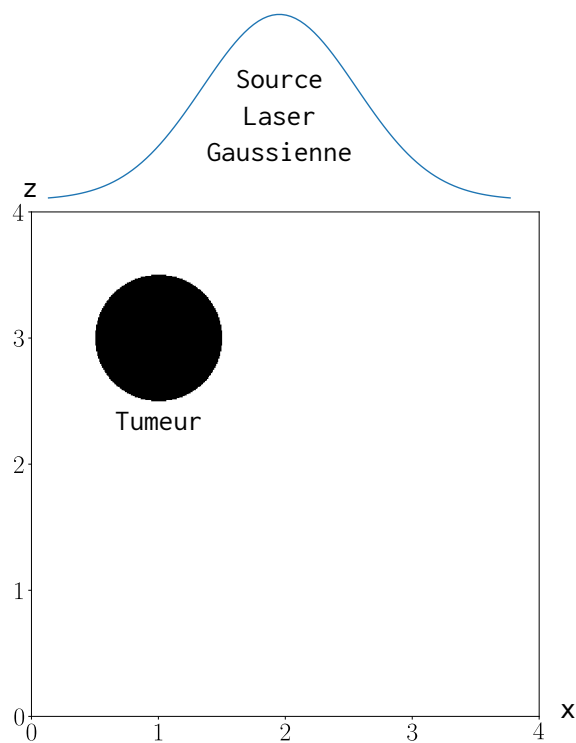


Figure 1 : Configuration d'étude

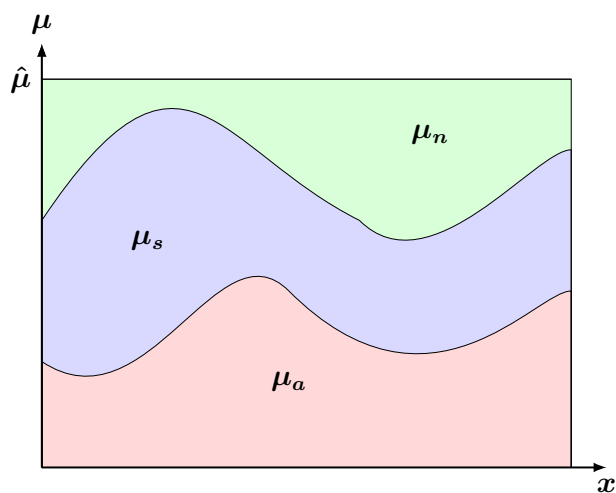


Figure 2 : Ajout d'un champ de collision nulle μ_n au champ d'extinction réel $\mu = \mu_a + \mu_s$

Afin de ne pas dénaturer la configuration étudiée, l'ajout du champ de collision nulle ne doit pas influencer sur le transfert radiatif au sein du milieu. Dans ce but, le nouveau phénomène d'interaction *lumière-matière* est assimilé à une diffusion vers l'avant dont la fonction de phase est représentée par un Dirac. De ce fait, le photon subissant une collision nulle et venant d'une direction \mathbf{u} quelconque poursuit son chemin dans cette même direction \mathbf{u} .

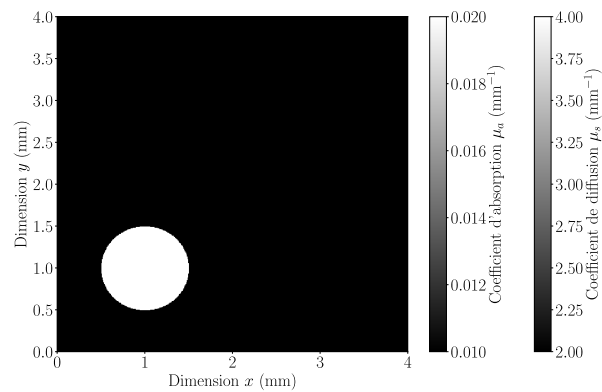


Figure 4 : *Propriétés radiatives homogènes par zone*

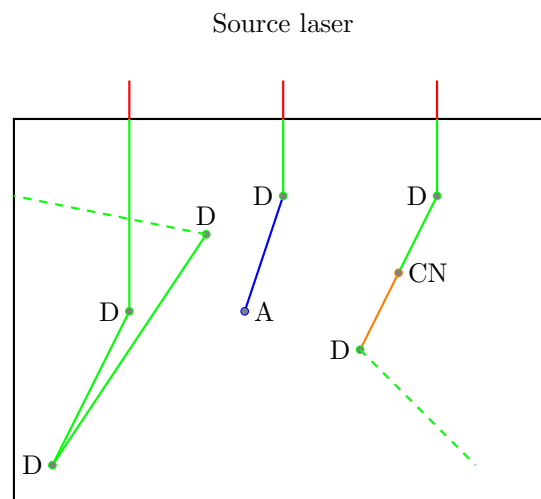


Figure 3 : *Un photon se propageant dans le milieu peut subir des évènements de diffusion (D), d'absorption (A) ou de collision nulle (CN)*

Grâce à l'introduction du concept de collision nulle, il devient possible de modéliser la propagation de la lumière au sein d'un milieu (tissu sain) contenant une inclusion (zone tumorale) dont les propriétés radiatives sont différentes. Par contre, dans le cas présent, chaque zone possède des propriétés radiatives homogènes comme représenté sur la figure 4 présentant une coupe du volume étudié pour $z = 3$ mm.

2.3. Les tissus vivants : un milieu hétérogène

Les algorithmes de Monte Carlo à collision nulle ont démontré leur efficacité pour des milieux très hétérogènes comme des chambres de combustion [2]. Dans le cas présent, nous venons de voir que les milieux biologiques sont représentés par deux zones ayant des propriétés radiatives différentes, chaque zone étant par ailleurs homogène. Il s'agit là d'une simplification courante, pourtant, de part sa structure et sa constitution, il semble assez évident qu'un tissu vivant présente de fortes hétérogénéités en terme de morphologie. Afin de chercher à rendre compte de ces hétérogénéités, il est possible, grâce au recours aux algorithmes à colli-

sion nulle de représenter notre milieu d'étude comme deux zones ayant des propriétés radiatives différentes en moyenne mais où chaque zone est hétérogène. Il s'agit d'introduire une incertitude numérique, semblable à une incertitude de mesure. Pour cela, nous allons calculer, à chaque interaction *lumière-matière*, les propriétés radiatives spécifiques au point x où se produit l'interaction. La valeur de chaque coefficient est alors distribuée selon une loi normale centrée autour de la valeur théorique des coefficients respectivement μ_{a-s} , μ_{a-t} , μ_{s-s} et μ_{s-t} , d'écart-type respectivement σ_{a-s} , σ_{a-t} , σ_{s-s} et σ_{s-t} . Chaque écart-type σ est défini comme un pourcentage \mathcal{P} de la valeur théorique de référence (voir figure 6). Dans cette étude, \mathcal{P} prend les valeurs 10 % et 20 %.

$$\sigma_{i-j} = \mu_{i-j} \times \mathcal{P}\% \quad (6)$$

Les figures 5a et 5b représentent une coupe des valeurs des coefficients radiatifs pour $z = 3$ mm avec une incertitude de 10 % par rapport à la valeur théorique. L'utilisation de ces incertitudes représentent alors le bruit de mesure d'une expérimentation numérique.

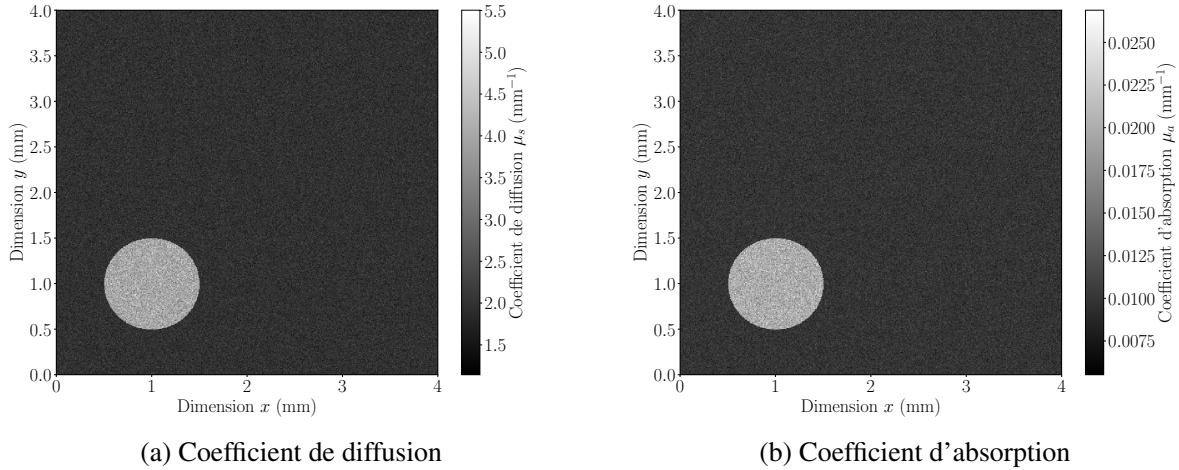


Figure 5 : Propriétés radiatives hétérogènes avec 10 % d'incertitude

Paramètres	Zone saine $-s$	Zone tumorale $-t$
μ_a (mm ⁻¹)	0.01	0.02
μ_s (mm ⁻¹)	2	4
g (—)	0.8	0.8
σ_a ($\mathcal{P} = 10\%$)	0.001	0.002
σ_s ($\mathcal{P} = 10\%$)	0.2	0.4
σ_a ($\mathcal{P} = 20\%$)	0.002	0.004
σ_s ($\mathcal{P} = 20\%$)	0.4	0.8

Tableau 1 : Valeurs des paramètres utilisés

3. Résultats de simulation

Afin d'évaluer l'influence des hétérogénéités nous avons comparé trois résultats de simulation ;

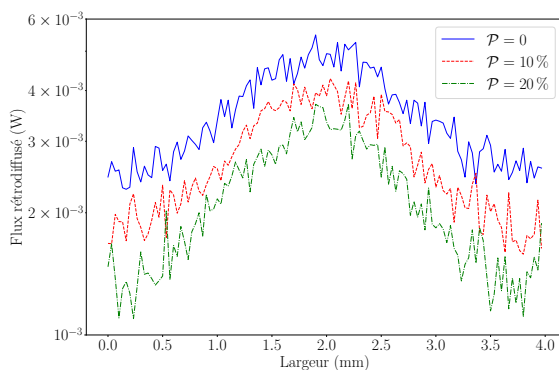
$\mathcal{P} = 0$ Les deux zones (saine et tumorale) ont des propriétés homogènes

$\mathcal{P} = 10\%$ Les deux zones (saine et tumorale) ont des propriétés hétérogènes avec une incertitude de 10 %

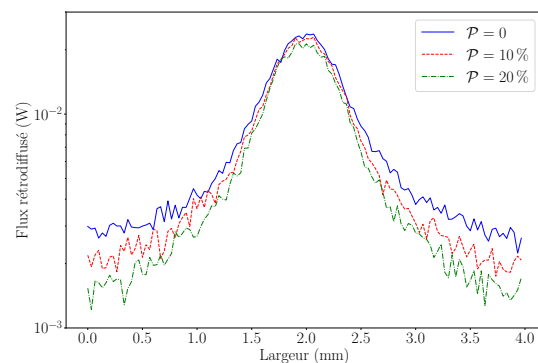
$\mathcal{P} = 20\%$ Les deux zones (saine et tumorale) ont des propriétés hétérogènes avec une incertitude de 20 %

Ces trois simulations prennent en compte le suivi de 5×10^9 photons lors de leur propagation au sein du tissu biologique. Il est tout d'abord à noter sur la figure 6 que pour les cas $\mathcal{P} = 0$ les courbes ne sont pas lisses. Ces variations sont l'expression du caractère stochastique de la MMC. En augmentant le nombre de photons suivis ces variations vont s'atténuer.

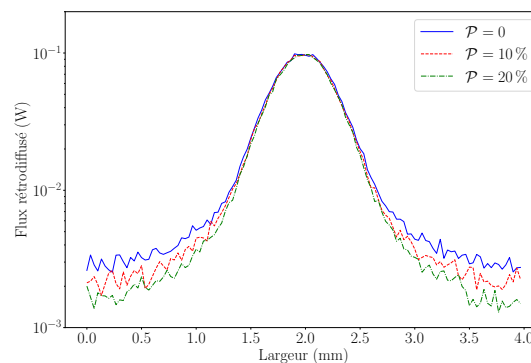
Dans un second temps, il est à remarquer que la prise en compte d'incertitudes des propriétés radiatives ajoutent un *bruit* aux mesures simulées et une variation du flux rétrodiffusé. En effet, les courbes $\mathcal{P} = 10\%$ et $\mathcal{P} = 20\%$ sont différentes des courbes $\mathcal{P} = 0$, notamment pour des valeurs de réflectance proche de la tumeur (pour $x = 1$ mm).



(a) Réflectance simulée en $x = 1$ mm



(b) Réflectance simulée en $x = 1,5$ mm



(c) Réflectance simulée en $x = 2$ mm

Figure 6 : Réflectance simulée pour différentes valeurs de x

4. Conclusion

Nous avons proposé l'utilisation d'algorithmes à collision nulle afin de rendre compte des hétérogénéités des propriétés radiatives d'un milieu biologique sain contenant une inclusion tumorale. Il devient dès lors possible de modéliser par la méthode de Monte Carlo la propagation d'un laser au sein de ce milieu sans avoir recours à un artifice numérique.

Ce travail a pour but de tester la robustesse d'un algorithme de reconstruction basé sur la méthode des volumes finis. Cette méthode a jusqu'à présent montré son efficacité en reconstruisant les propriétés radiatives à partir de résultats de simulation obtenus avec le même code. L'étape suivante consiste donc à reconstruire les propriétés d'intérêt à partir des résultats d'*expériences numériques* obtenus grâce à la méthode proposée ici.

Références

- [1] M. Galtier et al., Integral formulation of null-collision Monte Carlo algorithms, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 125, 57–68, 2013
- [2] V. Eymet et al., Null-collision meshless Monte-Carlo-Application to the validation of fast radiative transfer solvers embedded in combustion simulators, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 129, 145–157, 2013
- [3] O. Balima, T. Pierre, A. Charette et D. Marceau, A least square finite element formulation of the collimated irradiation in frequency domain for optical tomography applications, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111, 280–286, 2010
- [4] M. Galtier, Approche statistique du rayonnement dans les milieux gazeux hétérogènes : de l'échantillonnage des transitions moléculaires au calcul de grandeurs radiatives, Thèse de l'École des Mines d'Albi-Carmaux, 2014
- [5] F. Asllanaj, A. Addoum, S. Contassot-Vivier, Detection of tumor-like inclusions embedded within human liver tissue using a short-pulsed near-infrared laser beam : Parallel simulations with radiative, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 165, 1–11, 2015
- [6] F. Asllanaj, S. Contassot-Vivier, A. Liemert, A. Kienle, Simulation of light propagation in biological tissue using a modified finite volume method applied to three-dimensional radiative transport equation, *European Conference on Biomedical Optics*, Munich, Allemagne, 21-25 juin 2015
- [7] F. Asllanaj, S. Contassot-Vivier, A. Liemert, A. Kienle, Radiative transfer equation for predicting light propagation in biological media : comparison of a modified finite volume method, the Monte Carlo technique, and an exact analytical solution, *Journal of biomedical optics*, 19, 2014
- [8] F. Asllanaj, S. Fumeron, Applying a new computational method for biological tissue optics based on the time-dependent two-dimensional radiative transfer equation, *Journal of biomedical optics*, 17, 2012
- [9] A. Addoum, O. Farges, F. Asllanaj, Optical properties reconstruction using the adjoint method based on the radiative transfer equation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 204, 179–189

Mesure des émissions radiatives par spectroscopie infrarouge rapide du CO₂ à 4,17 μm – 4,19 μm et du CO à 4,50 μm – 4,60 μm lors d'une déflagration d'un mélange H₂/O₂/CO₂/N₂

Marie DABOS^{1,2*}, Khanh-Hung TRAN², Gérard BAUDIN¹, Marc GENETIER¹, Isabelle RANC-DARBORD², Bruno SERIO², Antoine OSMONT¹

¹CEA, DAM, GRAMAT, BP 80200 - 46500 Gramat

²Laboratoire Energétique Mécanique Electromagnétisme, Université Paris Nanterre, 50 rue de Sèvres - 92410 Ville d'Avray

* (auteur correspondant : marie.dabos@parisnanterre.fr)

Résumé - Dans cette étude, l'objectif est de déterminer l'émissivité du CO autour de sa raie d'émission à 4,70 μm au cours de la déflagration d'un mélange H₂/O₂/N₂/CO₂ dont les quantités molaires ont été calculées pour atteindre des températures de 3000 K et les pressions 8 bar et 17 bar. Le temps caractéristique de la propagation de la déflagration est de quelques dizaines de millisecondes. Cette contrainte oblige à utiliser un système de détection infrarouge rapide, qui est ici constitué d'un spectroscope résolu en longueur d'onde et d'une caméra infrarouge rapide (1,5 kHz). Une méthode de calibration est décrite ainsi que la méthode de mesure de la température de fin de déflagration à partir du rayonnement du CO₂ entre 4,17 μm et 4,19 μm. Les spectres obtenus pour le CO entre 4,50 μm et 4,60 μm et l'émissivité intégrée sur cette plage ont été comparés à ceux calculés par le modèle décrit dans [1]. Ces spectres sembleraient mettre en évidence la chimiluminescence de la réaction CO-CO₂.

Nomenclature

K_{λ_i}	Coefficient d'absorption du gaz i	X_i	Fraction molaire du gaz i
L_{λ}^0	Luminance monochromatique du corps noir, W.μm ⁻¹ .m ⁻² .sr ⁻¹	<i>Symboles grecs</i>	
T	Température, K	$\varepsilon_{\lambda}(T)$	Emissivité spectrale
P	Pression, bar	λ	Longueur d'onde, μm

1. Introduction

L'évolution spectrale du rayonnement émis par un mélange gazeux peut être modélisée et déterminée à partir des bases de données spectroscopiques telles que HITRAN (2012) [2] ou HITEMP (2010) [3]. Des modèles thermophysiques permettent de calculer l'émission radiative des gaz chauds en fonction de la température et de la pression [1, 4, 5]. La connaissance des propriétés radiatives du CO est importante pour déterminer la qualité d'une combustion ou celle des processus de gazéification ou de méthanation dans l'industrie [6]. Dans cette étude, nous proposons de mesurer et d'analyser le rayonnement infrarouge du CO issu d'une déflagration d'un mélange composé de H₂/O₂/N₂/CO₂ sur les gammes de température comprise entre 2500 K et 3000 K et de pression comprise entre 8 bar et 17 bar. L'étendue spectrale est choisie entre 4,50 μm et 4,60 μm où le rayonnement du CO est prépondérant et les autres molécules présentes H₂O et CO₂, émettent peu. Le photo-détecteur de la caméra infra-rouge, dont la coupure est 5 μm, présente un maximum de réponse dans cette zone. En revanche, c'est une partie du spectre difficile à explorer car il n'existe pas de source étalon permettant de calibrer en position spectrale et en intensité. Un banc d'essais composé d'une chambre de combustion, d'un spectromètre infrarouge rapide associé à une caméra infrarouge (1,5 kHz) sera décrit. Ce

montage permet de suivre l'évolution du spectre d'émission des gaz de combustion produits lors de la déflagration en temps réel et en fonction de la pression lors de la propagation de la déflagration. La résolution spectrale est inférieure au nanomètre.

Le temps caractéristique d'observation de la déflagration et de la détente des gaz est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes, dépendant de la composition du mélange gazeux initial. Au cours d'un essai de déflagration, la température est déterminée à partir du spectre de la tête de bande du CO_2 très bien marquée dans la région s'étendant entre $4,17 \mu\text{m}$ et $4,19 \mu\text{m}$ [7]. La pression est mesurée par un capteur piézoélectrique avec une résolution temporelle d'une milliseconde. Les spectres mesurés permettront de calculer une émissivité sur l'étendue $4,50 \mu\text{m}$ à $4,60 \mu\text{m}$ qui sera comparée à la valeur calculée à partir du modèle décrit dans [1]. L'étude de l'émission des gaz lors d'une réaction de déflagration reste néanmoins complexe, car la chimiluminescence produite par le passage à l'état excité de certaines molécules, lors de la réaction $\text{CO}-\text{CO}_2$, peut également intervenir dans l'infrarouge [8] et dans le proche UV [9].

2. Principe de la méthode expérimentale

2.1. Présentation du banc d'essais de déflagration contrôlée

Le système est composé de trois éléments principaux : une cellule cylindrique de déflagration, un spectromètre à réseau et une caméra IR rapide. Le rayonnement émis par les produits de déflagration est transmis au travers d'un hublot en saphir suivant une ligne de visée axiale. Un miroir parabolique monté sur 3 axes est utilisé pour la collimation du faisceau sur la fente d'entrée du spectroscope. Une lentille en fluorine de 100 mm de focale est utilisée pour produire l'image du spectre issue de la fente de sortie du spectromètre dans le plan du détecteur IR de la caméra. L'ensemble du système d'allumage et d'acquisition est synchronisé (Figure 1).

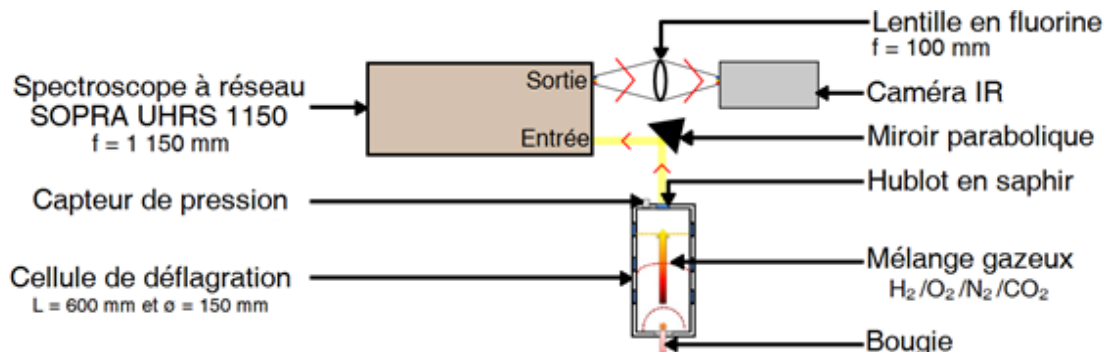


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

La cellule de déflagration, d'un diamètre intérieur de 150 mm et d'une longueur de 600 mm est munie d'accès optiques latéraux et frontal [10]. Une bougie d'allumage disposée axialement à l'extrémité du cylindre, déclenche l'explosion du mélange ; l'extrémité opposée dispose d'un hublot en saphir de 20 mm de diamètre et 5 mm d'épaisseur. La chambre a été conçue pour résister à des variations brutales de température de 300 K à 3000 K et à des pressions jusqu'à 100 bar. Le capteur piézoélectrique de mesure de la pression est placé à proximité du hublot de sortie. Les signaux de synchronisation ainsi que l'acquisition numérique de la pression sont réalisés par l'emploi d'une carte d'acquisition National Instruments. Un spectroscopie à réseau de marque SOPRA UHRS F1150, vient compléter le montage expérimental. Le rayonnement collimaté sur la fente d'entrée est dispersé par un réseau est blasé à $1,6 \mu\text{m}$, comportant 600 traits/mm. Ces caractéristiques et sa disposition optique de type Ebert-Fastie offrent une résolution spectrale inférieure au nanomètre. Le faisceau incident est alors décomposé en différentes raies en fonction de leur longueur d'onde : l'image du spectre est formée sur la fente de sortie. La longueur d'onde centrale à la sortie du spectroscopie peut être sélectionnée en

réglant la rotation du réseau. Celle dernière est collimatée par une lentille sur la matrice de détecteurs d'une caméra infrarouge.

L'image du spectre est enregistrée à grande cadence par la caméra commerciale JADE III MWIR de marque CEDIP. Elle comporte une matrice plan focal de détecteurs HgCdTe sensibles de $3,7\ \mu\text{m}$ jusqu'à $4,9\ \mu\text{m}$. Pour augmenter la fréquence d'acquisition, l'image capturée par la caméra est fenêtrée dans une région autour du spectre. Dans cette étude, les spectres sont enregistrés avec une fréquence de $1,5\ \text{kHz}$, un temps d'intégration de $300\ \mu\text{s}$ et une fenêtre de 284 pixels de largeur sur une dizaine de lignes. La résolution spectrale obtenue est de $0,40\ \text{nm/pixel}$, les images des spectres obtenus ont une centaine de nanomètres de largeur. Le spectromètre est placé sous atmosphère d'azote pour s'affranchir de l'absorption du CO_2 ambiant sur le trajet optique. Cette précaution améliore la précision des spectres du CO_2 mesurés dans la bande s'étendant de $4,17\ \mu\text{m}$ à $4,19\ \mu\text{m}$.

Dans la partie du spectre difficile à explorer, il n'existe pas de source étalon permettant de calibrer en position spectrale et en intensité. Une méthode de calibrage a été développée sur les bandes d'études $4,17\ \mu\text{m}$ à $4,19\ \mu\text{m}$ (détermination de la température) et $4,50\ \mu\text{m}$ à $4,60\ \mu\text{m}$ (détermination de l'émissivité du CO) :

- la correspondance des pixels aux longueurs d'onde est déterminée en enregistrant le spectre d'une flamme produite par la combustion d'un alcane. En effet, l'image du spectre enregistrée par la caméra permet, pour chaque ligne de la matrice de détecteurs, de tracer l'intensité mesurée en fonction de la position en pixel. Les spectres des différentes espèces produites par cette combustion étant connus à pression ambiante, la correspondance entre la position en pixel et la longueur d'onde est ainsi rendue possible (Figure 2) ;
- le niveau d'intensité lumineuse mesuré par la caméra fait l'objet d'un étalonnage au moyen d'un corps noir de température maximale 1500°C ;
- le bruit de fond est soustrait au signal ;
- l'inhomogénéité de réponse des pixels est prise en compte ;
- pour augmenter le rapport signal sur bruit, le spectre est donné par la moyenne des lignes de l'image ;
- la distorsion spatiale liée aux aberrations de l'optique est corrigée lors du traitement des spectres, présenté dans la partie 2.2.

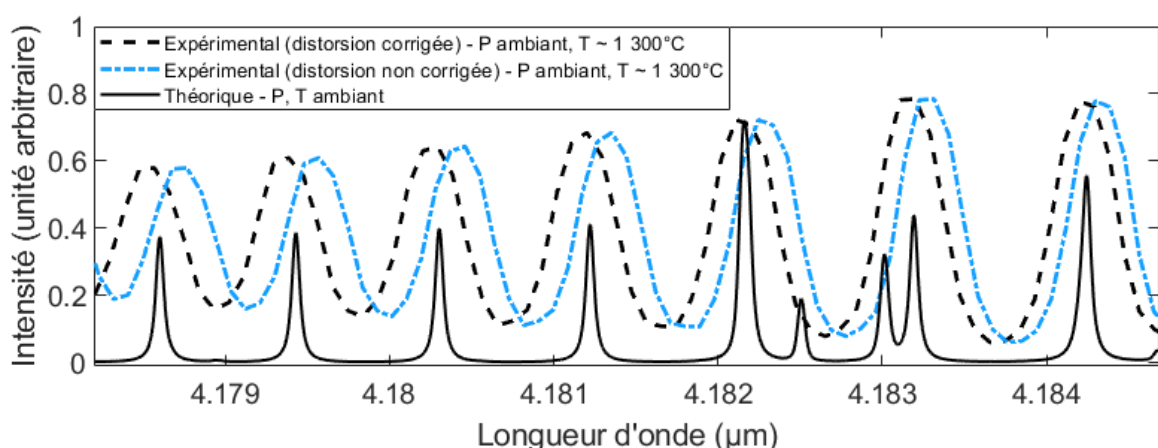


Figure 2 : Comparaison du spectre en émission du CO_2 théorique et expérimental

Les traitements pour prendre en compte les imperfections du capteur infrarouge ainsi que la distorsion spatiale liée à l'optique sont également présentés dans la partie 2.2.

2.2. Traitement pour la correction des spectres mesurés

A la suite de chaque acquisition, une vidéo du signal de fond est enregistrée dans l'obscurité, sans combustion, avec les mêmes paramètres d'acquisition que pour l'essai. Le signal issu de la combustion est ensuite soustrait à celui de l'image du bruit de fond. Cette opération corrige le bruit électronique de la caméra et le bruit thermique. La relation entre la longueur d'onde et la position en pixel d'une raie n'est pas linéaire en raison des différents éléments présents sur le chemin optique, la fonction de transfert optique du miroir parabolique, du spectromètre et de la lentille qui entraînent une distorsion de l'image du spectre dans le plan focal de la caméra. Cette distorsion est corrigée en recherchant la correspondance entre la position spatiale du pixel et la valeur réelle de la longueur d'onde mesurée, en utilisant un polynôme du 3^e ordre (1).

$$\lambda_{réelle} = \lambda_0 + Ap + Bp^2 + Cp^3 \quad (1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde correspondant au pixel 0, situé au centre de l'image, p la position du pixel et $\lambda_{réelle}$ la longueur d'onde réelle du pixel p.

Les spectres obtenus sont ceux de molécules dont les positions des raies sont connues à pression atmosphérique. Pour déterminer les coefficients A, B et C, une régression polynomiale du 3^e ordre a été appliquée au spectre expérimental en comparant les positions des raies à celle du spectre théorique. Un exemple de spectre corrigé par cette méthode est présenté Figure 2.

2.3. Principe de la mesure en température

Les gaz chauds absorbent et émettent un rayonnement électromagnétique dépendant de leur température. Dans l'infrarouge, le rayonnement est dû aux rotations et aux vibrations des atomes composant les molécules des gaz. Lorsqu'un rayonnement interagit avec la matière, son émission, dite luminance, suit la loi de Planck, rappelée par l'équation (2). C_1 et C_2 étant les constantes de la loi de Planck respectivement égales à $1,191 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \mu\text{m}^4 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ et $14388 \mu\text{m} \cdot \text{K}$.

$$L_{\lambda,T}^0 = C_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T}) - 1} \quad (2)$$

Dans ces travaux, la température est déterminée par analyse du spectre d'émission infrarouge du CO_2 . Nous nous plaçons sur la bande ν_3 du CO_2 , centrée à $4,2553 \mu\text{m}$. La structure fine de cette bande, dues aux transitions rotationnelles, nous permet de choisir une région à une extrémité de la bande ν_3 , dont la particularité est de présenter deux raies de la structure fine dites « têtes de bandes ». La région choisie pour l'étude est donc située entre les têtes de bande à $\lambda_1 = 4,1717 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 4,1928 \mu\text{m}$ [7]. Cette bande a été choisie pour l'effet thermométrique important des têtes de bande présentes, c'est-à-dire pour la variation importante d'intensité de raie avec la température [7]. Cette sensibilité à la température résulte de l'accumulation de raies très proches en longueur d'onde. L'augmentation de la température entraîne la croissance de la population des niveaux d'énergie les plus élevés et de la diminution de l'intensité des raies des niveaux faiblement excités. À haute température, pour une concentration suffisante, le CO_2 se comporte comme un corps noir suivant la loi de Planck [10].

3. Résultats expérimentaux

Pour obtenir des points thermodynamiques du CO à $4,50 \mu\text{m} - 4,60 \mu\text{m}$, la déflagration de mélanges gazeux $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ est étudiée. Deux mélanges sont considérés, l'un à une pression finale de 8 bar (mélange 1), l'autre à une pression finale de 16 bar (mélange 2) dont les compositions initiales sont détaillées dans les paragraphes ci-après. Pour chaque mélange, deux expérimentations sont effectuées dans les mêmes conditions : un premier avec le spectre centré à $\lambda = 4,180 \mu\text{m}$ pour déterminer la température des gaz et un second centré à $\lambda = 4,567 \mu\text{m}$ pour

obtenir le spectre du CO. Lorsque le front de flamme atteint l'extrémité de la cellule de déflagration, la pression et la température sont maximales. D'après le modèle [1], certaines raies du CO émettent comme un corps noir aux températures et pressions considérées. Une autre méthode d'étalonnage en luminance, exploitant ces parties du spectre où la luminance est celle du corps noir, permet d'étalonner le niveau d'intensité lumineuse mesuré par la caméra. Les spectres présentés sont étalonnés par cette méthode, ainsi que par celle décrite dans la partie 2.1. Après le traitement des résultats, les spectres obtenus sont recalés spatialement et corrigés en distorsion. La correspondance entre le numéro de pixel de la matrice de la caméra et la longueur d'onde est donc assurée. Les vibrations mécaniques induites par l'environnement de travail sont fortement atténuées par une table optique composée par la superposition de couches de fibres de bois de moyenne densité et de polystyrène expansé.

3.1. Mélange 1

Le Tableau 1 donne les fractions molaires initiales du mélange et la température et pression finales déterminées. Le temps $t = 0$ ms correspond au début de la déflagration. Sa durée est de $14,74 \text{ ms} \pm 0,67 \text{ ms}$, ce qui a permis d'enregistrer 22 images avant le refroidissement des gaz brûlés issus de la déflagration complète. Lors de la propagation de la déflagration, la pression augmente jusqu'à sa valeur maximale atteinte lorsqu'elle parvient à la fenêtre d'observation en saphir. Les spectres enregistrés correspondent donc à plusieurs pressions (Figure 3).

Numéro de Tir	Fractions molaires initiales				$\lambda_{centrale}$	P_i	P_f	T_i	T_f
	Sans unité								
	$X(N_2)$	$X(CO_2)$	$X(O_2)$	$X(H_2)$	μm	bar	bar	K	K
1	0,192	0,181	0,214	0,413	4,180	1,069	8,002	295	2 747
2	0,193	0,189	0,211	0,407	4,567	1,063	8,710	294	-

Tableau 1 : Mélange 1 - mélange initial et pressions et températures initiales et finales des gaz

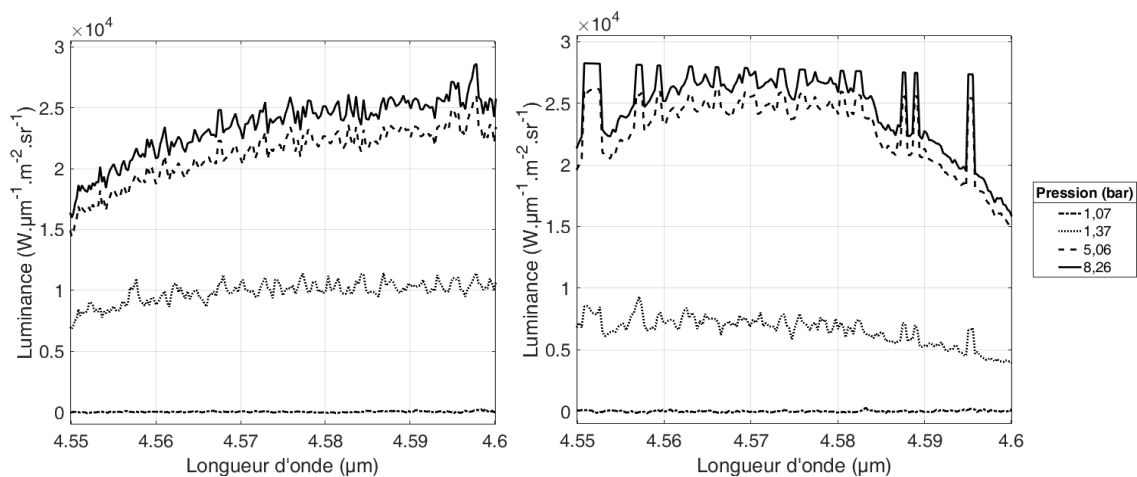


Figure 3 : Evolution du spectre du CO centré à $4,567 \mu\text{m}$ pour le mélange 1. A gauche, étalonnage au moyen d'un corps noir, à droite étalonnage au moyen de la luminance simulée.

La comparaison des spectres traités avec deux étalonnages différents montre que celui étalonné avec le corps noir n'est pas satisfaisant. En effet, aux températures mesurées, la loi de Planck indique que les luminances devraient avoir une tendance décroissante avec l'augmentation de la longueur d'onde, alors que l'effet inverse est observé. Cet écart peut être dû aux différentes incertitudes qui interviennent en manipulation. Il est aussi possible que le corps noir utilisé soit adapté pour des mesures dans le visible et le proche IR, mais pas dans les gammes spectrales de l'étude. Cette analyse appuie la difficulté généralement rencontrée dans le calibrage en infrarouge [8]. Un étalonnage faisant correspondre en certains points l'intensité

mesurée à celle calculée pour un corps noir aux longueurs d'ondes appropriées se révèle meilleure. Il faut noter que les distorsions optiques ne sont pas complètement corrigées sur les spectres, d'où les variations importantes d'intensité observées aux extrémités des spectres. Enfin, il faut noter un fond continu qui se superpose au spectre de raies du CO.

3.2. Mélange 2

Le Tableau 2 donne les fractions molaires initiales du mélange 2 et la température et la pression de fin de déflagration. Le temps $t = 0$ ms correspond au début de la déflagration. La durée de la déflagration est de 4,02 ms à $\pm 0,67$ ms. Quatre spectres sont présentés sur la Figure 4. Les observations concernant les spectres sont les mêmes que pour le mélange 1.

Numéro de tir	Fractions molaires initiales				$\lambda_{centrale}$ μm	P_i bar	P_f bar	T_i K	T_f K
	Sans unité								
	$X(N_2)$	$X(CO_2)$	$X(O_2)$	$X(H_2)$					
1	0,105	0,103	0,254	0,538	4,180	1,960	16,900	293	2 832
2	0,106	0,105	0,260	0,529	4,567	1,916	16,220	294	-

Tableau 2 : Mélange 2 - mélange initial et pressions et températures initiales et finales des gaz

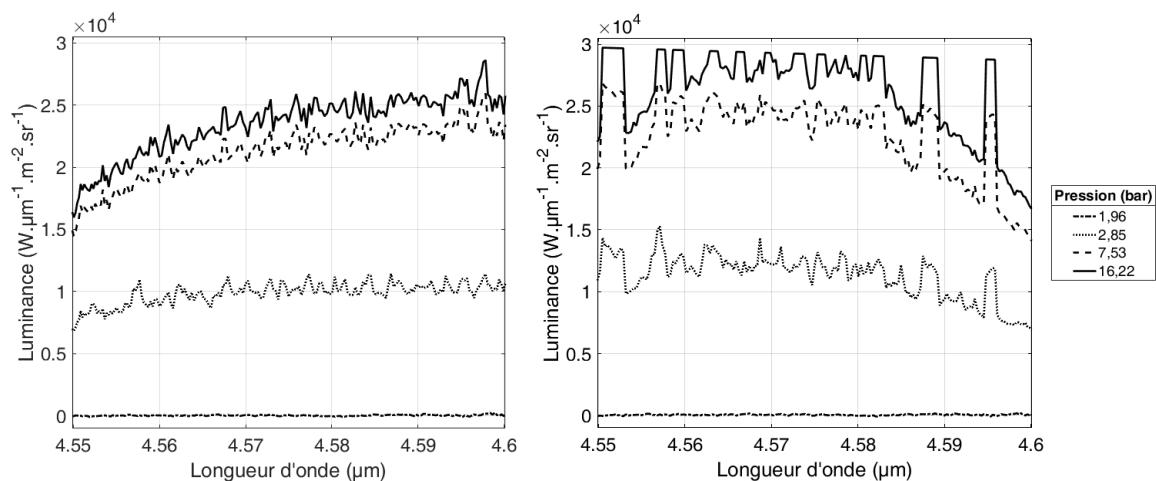


Figure 4 : Evolution du spectre du CO centré à 4,567 μm pour le mélange 2. A gauche, étalonnage au moyen d'un corps noir, à droite étalonnage au moyen de la luminance simulée.

4. Détermination de l'émissivité spectrale et comparaison avec le modèle

L'émissivité spectrale d'une colonne de gaz d'une espèce i , homogène, isotherme et d'épaisseur ℓ , s'exprime selon la relation $\varepsilon_\lambda = L_{\lambda mesurée}(T)/L_\lambda^0(T)$. Pour chaque mélange, l'émissivité spectrale du gaz, ainsi calculée au point de température maximale à partir du spectre correspondant, est présentée Figure 5. Les courbes d'émissivité obtenues sont comparées à celle du modèle [1] sur la plage spectrale 4,56 μm-4,58 μm sur la Figure 6. L'émissivité est de 0,88 pour le mélange 1 et de 0,89 pour le mélange 2. Avec le modèle décrit dans [1], l'émissivité est de 0,67 pour le mélange 1 et de 0,93 pour le mélange 2. Les spectres mesurés et calculés par le modèle [1] sont concordants en termes de positions des raies, comme le montre la Figure 7. Les droites verticales en pointillés permettent d'identifier les correspondances avec quelques pics, et les droites verticales en tirets les concordances avec quelques creux.

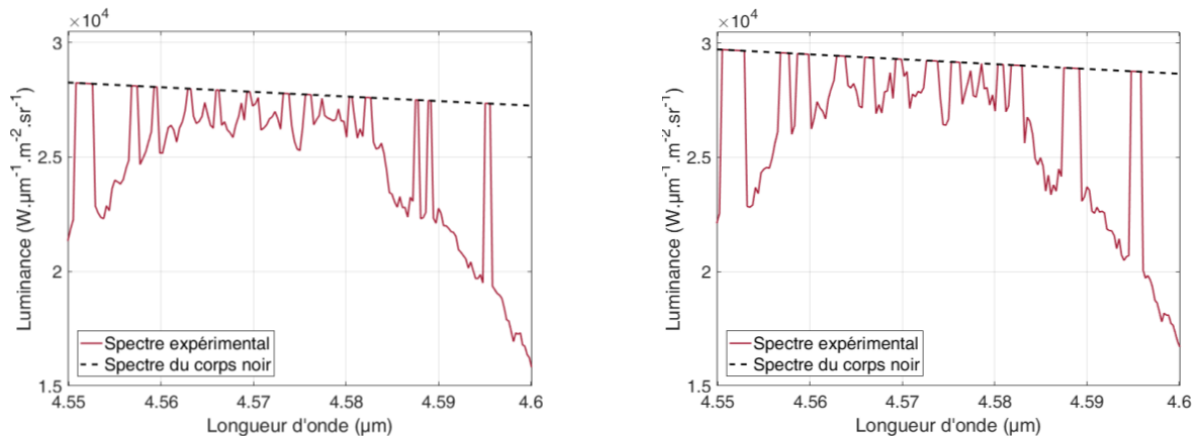


Figure 5 : Luminance spectrale mesurée des mélanges 1 (à gauche) et 2 (à droite), à T_{max} , P_{max}

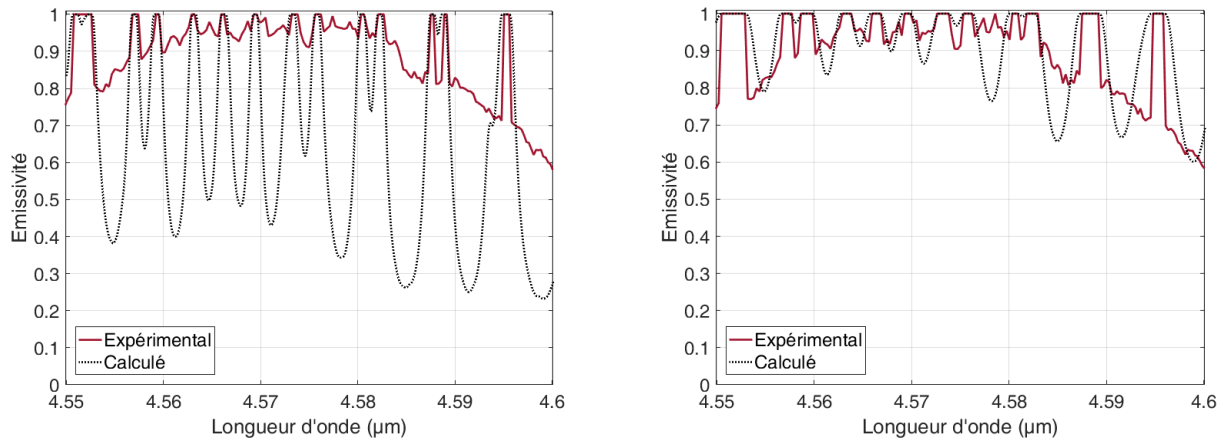


Figure 6 : Émissivité spectrale calculée des mélanges 1 (à gauche) et 2 (à droite), à T_{max} , P_{max}

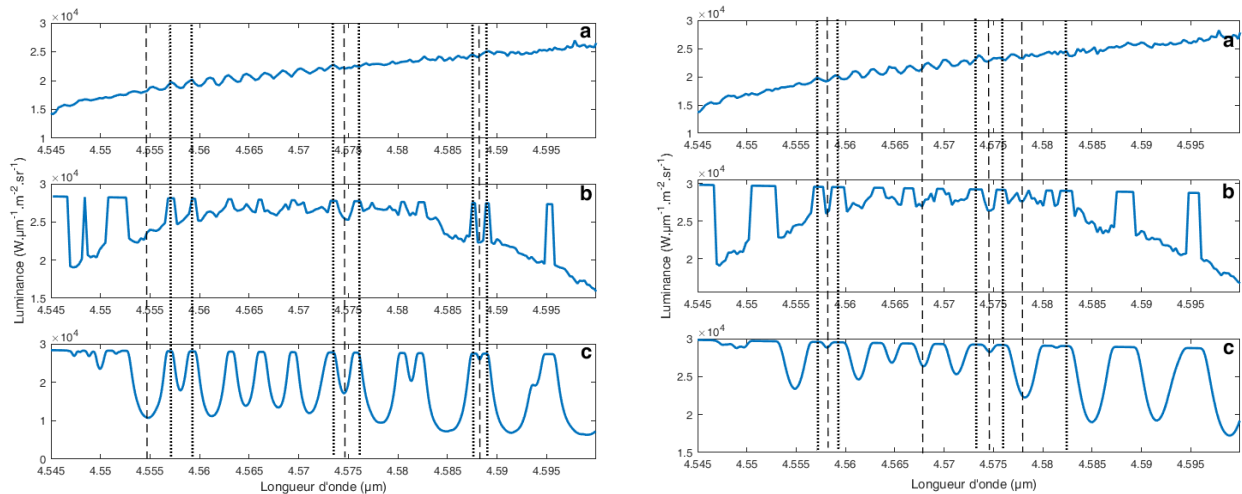


Figure 7 : Comparaison des spectres d'émission expérimentaux étalonnés au corps noir (a), au corps noir calculé (b), et modélisé (c) - mélange 1 (à gauche) et 2 (à droite), à T_{max} , P_{max}

Cependant, les émissivités déterminées expérimentalement sont plus élevées à certaines longueurs d'onde que les émissivités calculées (Figure 7). Le fond continu observé semble être d'origine non thermique. Une explication possible est la chimiluminescence se produisant lors de la réaction CO-CO₂ dans les gaz de déflagration. C'est un phénomène très étudié dans le visible et le proche UV [9], mais peu dans l'infrarouge [8]. Ceci expliquerait la surestimation de l'émissivité intégrée sur 4,50 μm-4,60 μm pour le mélange 1.

5. Conclusion

L'acquisition de spectres expérimentaux dans le domaine infrarouge lors d'un phénomène rapide (~ms) nécessite l'utilisation d'une caméra infrarouge de fréquence élevée (supérieure au kilohertz), qui nécessite de revoir les méthodes habituelles de calibrage. Une méthode de calibrage est présentée dans cette communication. Le calcul de la température utilisant le CO₂ comme traceur permet d'estimer la température de fin de combustion. La méthode a permis d'obtenir les spectres de luminance du CO dans l'infrarouge en fonction de la pression, avec une bonne résolution spatiale et temporelle pour l'étude d'une déflagration en milieu gazeux. L'émissivité spectrale du mélange a été déterminée. Les valeurs de l'émissivité intégrée sur la plage 4,50µm-4,60µm à partir du modèle [1] et de l'expérience sont en assez bon accord. Il semblerait qu'une émission d'origine non thermique, la chimiluminescence au cours de la réaction CO-CO₂, soit observée en infrarouge dans la zone d'étude de 4,50µm-4,60µm. Des travaux plus approfondis seraient à mener sur ce sujet, connu dans le visible [9] mais peu étudié dans l'infrarouge [8]. L'accès à ces données expérimentales contribue à la validation de calculs thermo-chimiques et thermocinétiques des états de déflagration.

Références

- [1] I. Ranc-Darbord, B. Serio, G. Baudin, Khanh-Hung Tran, Eloi Neuville, Jérémy Lebedinsky, Modélisation de l'émission totale de produits gazeux issus de détonations, *Congrès Français de Thermique*, Toulouse, SFT 2016.
- [2] L.S. Rothman *et al*, The HITRAN 2012 molecular spectroscopic database, *J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transfer*, vol. 130, p. 4-50, 2013.
- [3] L.S. Rothman, I.E. Gordon, R.J. Barber, H. Dothe, R.R. Gamache, A. Goldman, V. Perevalov, S.A. Tashkun, and J. Tennyson, HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database, *J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transfer*, vol.111, p.2139-2150, 2010.
- [4] M. Alberti, R. Weber, M. Mancini, Absorption of infrared radiation by carbon monoxide at elevated temperatures and pressures: Part B. Total emissivity charts and correlations, *J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transfer*, 2017.
- [5] J. Pearson, B. Webb, V. Solovjov et J. Ma, Efficient representation of the absorption line blackbody distribution function for H₂O, CO₂ and CO at variable temperature, mole fraction, and total pressure, *J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transfer*, vol.138, pp. 82-96, 2014.
- [6] A.-C. Roger, Optimisation de Catalyseurs structurés à base de Mousses cellulaires pour l'intensification de la valorisation du CO₂ en méthane, *Défi Transition Energétique – Projet Exploratoire Emergence CO₂*, Paris, 2015.
- [7] D. Fournet, *Etude des propriétés thermo-optiques des milieux poly-phasiques : application aux jets propulseurs*, Thèse de l'Université Paris X, 1997.
- [8] A. Pettersson, *Investigations of infrared chemiluminescence emission from laboratory flames*, Rapport de Master de l'Université de Lund, 2004.
- [9] M. Kopp, *Rate determination of the CO₂* chemiluminescence reaction CO + O + M = CO₂* + M*, Rapport de Master de l'Université A&M du Texas, 2012.
- [10] P. Chelin, *Étude des propriétés radiatives de la vapeur d'eau à haute température et haute pression par diagnostic optique de la combustion H₂/O₂/N₂*, Thèse de l'Université Paris X, 2003.
- [11] I. Ranc-Darbord, G. Baudin, M. Genetier, D. Ramel, P. Vasseur, J. Legrand et V. Pina, Emission of gas and Al₂O₃ smoke in gas-Al particle deflagration : experiments and emission modeling for explosives fireballs, *International Journal of Thermophysics*, Volume 39, Issue 3, 28 pp. 2018.

Étude et développement d'un simulateur d'échanges radiatifs dans des scènes 3D statiques et dynamiques surveillées par thermographie infrarouge

Thibaud TOULLIER^{1,2}, Jean DUMOULIN^{2,1}, Laurent MEVEL^{1,2}

¹ Inria, Équipe I4S, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France

² Ifsttar, COSYS-SII, Allée des Ponts et Chaussées, 44344, Bouguenais, France

Résumé - Cette étude porte sur la réalisation d'un logiciel de simulation des échanges radiatifs d'une scène modélisée en 3D. Cette simulation tient compte de différents paramètres, allant de la modélisation du capteur radiométrique ou encore l'optique de la caméra jusqu'aux conditions atmosphériques de scènes *in-situ*. La modélisation des matériaux, l'ensemble des paramètres de la simulation ainsi que la résolution des échanges radiatifs par la méthode des radiosités et sa parallélisation sur carte graphique sont présentés et discutés dans ce papier.

1. Introduction

Les récentes avancées sur les microbolomètres fonctionnant à température ambiante offrent de nouvelles perspectives pour la surveillance thermique bas coût des structures dans le génie civil. L'instrumentation de telles structures est notamment soumise à des critères économiques, des critères de sécurité ou encore des critères de robustesse. Le choix des moyens de mesures, leur positionnement et leur dimensionnement en vue d'une efficacité maximale est alors critique. De plus, les ouvrages sont aujourd'hui réalisés autour d'un BIM (*Building Information Model*) facilitant l'échange et la gestion des données du projet de construction. Dans un tel contexte, la simulation des moyens de mesure s'intégrant dans la scène observée va permettre une étude approfondie du dimensionnement des capteurs en amont de l'exploitation et ce, à moindre coût en utilisant les données de la construction. Ainsi, un simulateur proposant un bilan des échanges radiatifs et permettant d'estimer l'éclairement reçu par les détecteurs d'une caméra infrarouge a été réalisé. Une scène 3D issue par exemple d'un modèle de CAO (conception assistée par ordinateur) est chargée et visualisée directement dans le logiciel. Grâce à l'évolution des technologies de l'animation 3D ainsi que des processeurs graphiques des ordinateurs, une approche GPGPU (*general-purpose computing on graphics processing units*) permet une accélération du calcul de rendu. Cette accélération permet notamment une résolution des calculs dans des temps suffisamment raisonnables pour simuler des scènes dynamiques. L'ensemble des propriétés thermo-optiques des matériaux constituant la scène peut être défini. De même, les propriétés optiques de la caméra peuvent être spécifiées. Afin de tenir compte des conditions *in-situ*, un modèle atmosphérique [1] permettant de simuler le rayonnement solaire spectral direct et diffus reçu au sol a été intégré. De la même manière, un premier modèle de détecteur quantique (CCD ou CMOS) [11] a été implémenté dans le logiciel et permet une paramétrisation avancée du modèle de la caméra. L'objectif de cette étude est de présenter la méthode de simulation d'images infrarouges multispectrales et l'ensemble des paramètres mis en jeu. Dans un premier temps, l'implémentation de l'algorithme des radiosités progressives pour établir les échanges radiatifs dans la scène est présenté. Ensuite, le modèle atmosphérique et son intégration dans le logiciel sont discutés. Le modèle de caméra infrarouge et la possibilité de paramétrer les performances des détecteurs utilisés sont à leurs tours présentés. Enfin, des exemples d'application illustrant l'utilisation du logiciel introduiront les conclusions et les perspectives de cette étude.

2. Simulation de l'éclairage d'une scène par la méthode des radiosités

2.1. Méthode des radiosités

Dans le but de simuler l'éclairage reçu au niveau des détecteurs de la caméra, le bilan radiatif de la scène est calculé par la méthode des radiosités. Cette méthode permet d'obtenir une approximation de la solution analytique de l'équation de transfert radiatif simplifiée à l'équilibre thermique grâce à la résolution d'un système linéaire. Cette méthode est qualifiée de globale car l'approximation obtenue tient compte à la fois de l'illumination directe et indirecte (réflexions successives sur l'ensemble des surfaces). Actuellement, l'implémentation de la méthode des radiosités permet de prendre en compte le rayonnement entre surfaces opaques à travers un milieu radiativement transparent. Les émissions sont supposées orthotropes et seule la diffusion (à l'exception du soleil, pour laquelle la composante spéculaire peut être considérée) est prise en compte. Enfin, le bilan radiatif est intégré sur les longueurs d'ondes considérées ; les propriétés radiatives peuvent donc être dépendantes de la longueur d'onde.

Les éléments radiatifs de la scène sont représentés par un ensemble de surfaces élémentaires. La méthode des radiosités traduit alors le bilan radiatif entre ces surfaces élémentaires sous forme d'une équation matricielle reliant les flux nets moyens échangés sur la bande spectrale considérée, les températures moyennes de ces surfaces et l'émissivité hémisphérique de ces surface.

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 [10]. Soient dA_1 et dA_2 deux éléments infinitésimaux, orientés de manière arbitraire et d'angles θ_1 et θ_2 entre les normales respectives des éléments et le segment de longueur r reliant les deux barycentres aux éléments. On appelle alors les facteurs 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 (voir figure 1)

$$F_{1 \rightarrow 2} = \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos(\theta_1)\cos(\theta_2)}{\pi r^2} dA_1 dA_2 \quad (1)$$

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 :

$$J_{k,\Delta\lambda_i} = M_{k,\Delta\lambda_i} + (1 - \epsilon_{k,\Delta\lambda_i}) \sum_{j=1, j \neq k}^{j=N_{\text{elements}}} V_{kj} F_{k \rightarrow j} J_{j,\Delta\lambda_i} \quad (2)$$

où V_{kj} représente un facteur d'occlusion (présence d'autres éléments à l'intérieur de l'enceinte). Les progrès réalisés durant 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.

2.2. Algorithme et implémentation

Afin de résoudre l'équation (2), différentes méthodes existent dans la littérature. Tout d'abord, une résolution directe par inversion de matrice est possible mais requiert beaucoup de mémoire et de temps pour de grands systèmes. En 1988, Michael F. Cohen et al. [2] 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 construire 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

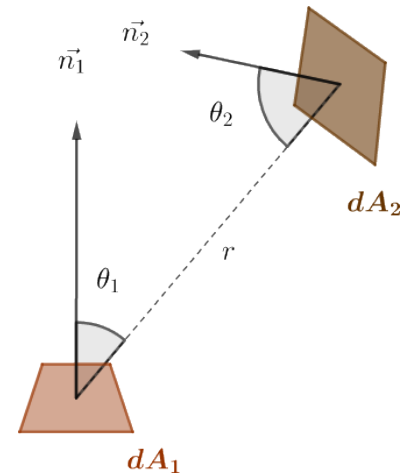


Figure 1 : Facteurs de forme pour deux éléments infinitésimaux

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. Cette méthode des radiosités progressives a ainsi été implémentée dans le logiciel codé en C++. Afin de profiter de l'accélération matérielle et des dernières avancées technologiques pour le calcul, l'interface de programmation OpenGL[®] a été utilisée. Cette interface de programmation en C permet le calcul d'images 2D ou 3D à travers un ensemble de fonctions normalisées. Cette bibliothèque permet ainsi la manipulation de la géométrie d'objets et le rendu graphique. 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 déjà intégré et optimisé dans la *pipeline* de rendu OpenGL[®].

La résolution de l'équation (2) nécessite le calcul des facteurs de forme (1). L'utilisation d'hémicubes [3] pour cette tâche est classiquement choisie dans la littérature. Cependant, afin de réduire le nombre de rendus et éviter l'utilisation de *cubemaps* [9, 7], l'approximation des facteurs de forme est ici basée sur la méthode de la sphère unitaire intégrante de Nusselt [12]. Le facteur de forme de l'élément infinitésimal dA_1 à l'élément dA_2 est :

$$\begin{aligned} F_{d1 \rightarrow 2} &= \frac{1}{\pi} \int_{A_2} \cos(\theta_1) \frac{\cos(\theta_2) dA_2}{r^2} \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{A_2} \cos(\theta_1) d\Omega \end{aligned} \quad (3)$$

avec $d\Omega = dA_p = \frac{\cos(\theta_2) dA_2}{r^2}$. De plus, $\cos(\theta_1) dA_p$ est la projection de dA_p sur la base de l'hémisphère (voir figure 2). En intégrant alors la quantité précédente, on trouve donc :

$$F_{d1 \rightarrow 2} = \frac{1}{\pi} \int_{A_2} \cos(\theta_1) d\Omega = \frac{A_n}{\pi} \quad (4)$$

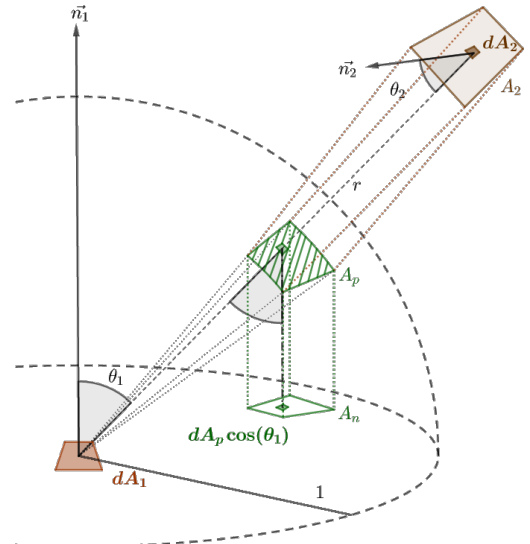


Figure 2 : Sphère intégrante de Nusselt

Fonction RADIOSITES ()

Initialisation *radiosites* = *residus* = *emission*, *critereArret* = ∞ , *i* = *elementSuivant*()

Tant que *critereArret* non satisfait

HemiProjection = **projectionHemisphere**(*i*);

Pour chaque pixels d'élément $j \in$ HemiProjection

F_{ij} = **calculerFacteurForme**(*i*,*j*);

ΔB = $(1 - \epsilon_j) * F_{ij} * residus_i * \frac{A_i}{A_j}$;

*radiosites*_{*j*} = *radiosites*_{*j*} + ΔB ;

*residus*_{*j*} = *residus*_{*j*} + ΔB ;

*residus*_{*i*} = 0;

i = **elementSuivant**();

//La contribution de *i* est réinitialisée

//choisir *i* tel que $B_i * A_i$ est le plus grand

Algorithme 1 : Pseudo-code pour l'algorithme des radiosités progressives

L'implémentation de l'algorithme des radiosités progressives dont le pseudo-code est présenté dans l'algorithme 1 a été réalisée par une approche GPGPU grâce aux nuanceurs de calcul (*compute shaders*) apparus dans la version 4.3 de cette interface de programmation. Avec la multiplication de l'utilisation des cartes graphiques pour le calcul scientifique ou à des fins différentes des jeux vidéos et rendus 3D, OpenGL[®] a offert la possibilité aux développeurs d'intervenir entièrement sur sa *pipeline*. Alors qu'auparavant les développeurs étaient cantonnés à suivre la *pipeline* de rendu et n'intervenir que sur des parties spécifiques, les nuanceurs de calcul ouvrent la voie au GPGPU permettant d'utiliser la carte graphique pour des calculs parallélisés arbitraires, qui peuvent être différents des calculs de géométrie

et de pixels. Ainsi, le logiciel utilise d'une part ces nuances de calcul pour la résolution de l'équation des radiosités et d'autre part les nuances "classiques" (*vertex/fragment shaders*) pour la génération de l'image finale et l'affichage. L'ensemble des calculs est donc fait sur le GPU minimisant ainsi les transferts de mémoire CPU-GPU (voir figure 7).

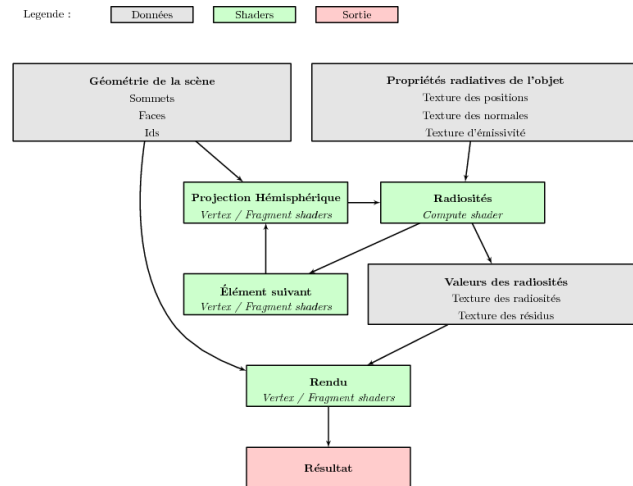


Figure 3 : Représentation des étapes principales de l'algorithme des radiosités progressives avec OpenGL[®]

3. Irradiance solaire spectrale

Pour modéliser les scènes *in-situ* dans le proche infrarouge en particulier, il est nécessaire de connaître l'irradiance solaire spectrale reçue pour un lieu et une heure donnée. Cette modélisation nécessite d'une part de connaître la position du Soleil dans le ciel et, d'autre part, d'utiliser un modèle atmosphérique pour tenir compte des différentes absorptions, réflexions et diffusions du rayonnement extraterrestre par l'atmosphère.

3.1. Position du soleil

La position du soleil peut être déterminée grâce à la connaissance de la longitude (L), la latitude (Φ), la date et l'heure considérées [16]. L'angle de déclinaison δ qui représente la position angulaire du Soleil au midi solaire par rapport au plan de l'équateur peut s'écrire, d'après [5] :

$$\delta = 23.45 \sin\left(\frac{284 + n}{365} \times 360\right) \quad (5)$$

D'après [16], on exprime l'heure solaire (h_{sol}) en fonction de l'heure légale qui dépend du fuseau horaire UTC+ X par :

$$h_{sol} = \frac{4}{60} \times (15 \times X - L) + \frac{E}{60} + h_{leg} \quad (6)$$

où la correction en minutes E qui provient des variations de la vitesse de la rotation de la Terre sur elle-même est donnée par [14] (voir note de page dans [16]).

L'angle de zenith est alors obtenu par la relation d'après [6] :

$$\cos(\theta_z) = \sin(\delta) \sin(\Phi) + \cos(\delta) \cos(\Phi) \cos(\omega) \quad (7)$$

Enfin l'angle d'azimuth, est exprimé par la relation suivante [6] :

$$\gamma_s = \text{sign}(\omega) \left| \arccos\left(\frac{\cos(\theta_z) \sin(\Phi) - \sin(\delta)}{\sin(\theta_z) \cos(\Phi)}\right) \right| \quad (8)$$

3.2. Irradiance spectrale solaire directe et diffuse

Le modèle d'irradiance solaire décrit dans [8] a été implémenté et permet d'estimer l'irradiance solaire spectrale reçue par la scène. La position précédemment calculée est l'un des paramètres d'entrée du modèle parmi d'autres tels que le modèle atmosphérique, le modèle d'aérosol, l'altitude, la visibilité etc. Deux exemples de données simulées par ce modèle et validant l'implémentation vis-à-vis de l'article d'origine sont montrés ci-dessous dans les figures 4 et 5 :

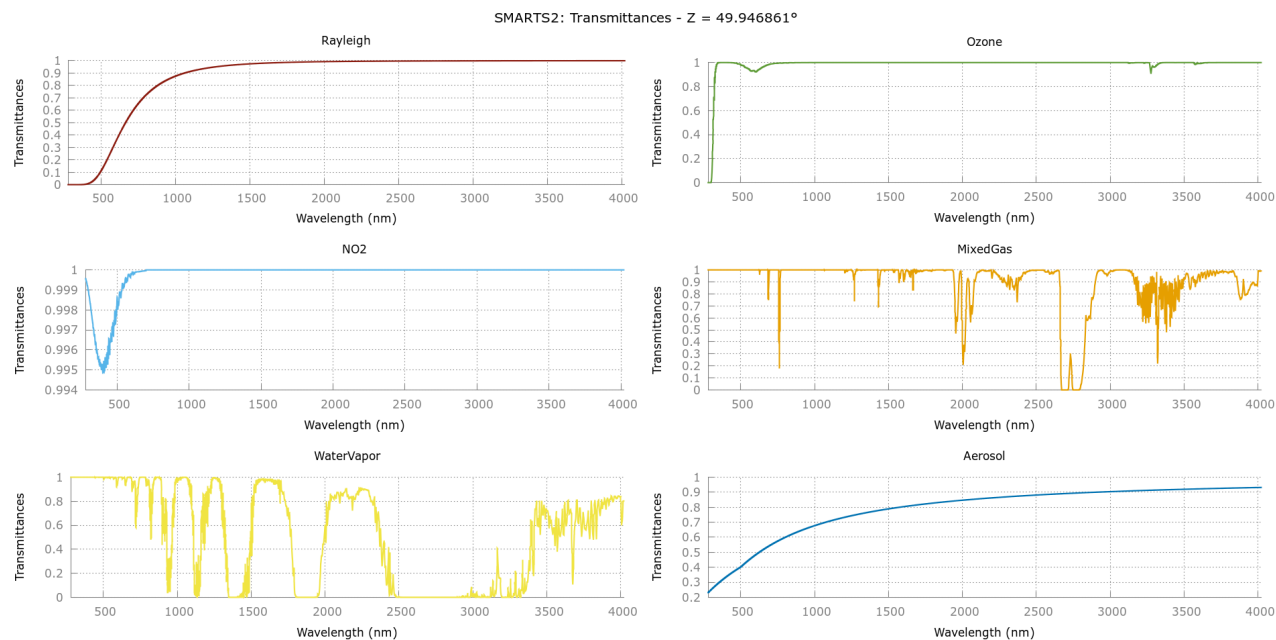


Figure 4 : Transmissions atmosphériques calculées pour un 1er janvier à 14h avec le modèle atmosphérique MLW (Mid Latitude Winter) et un modèle d'aérosols urbain

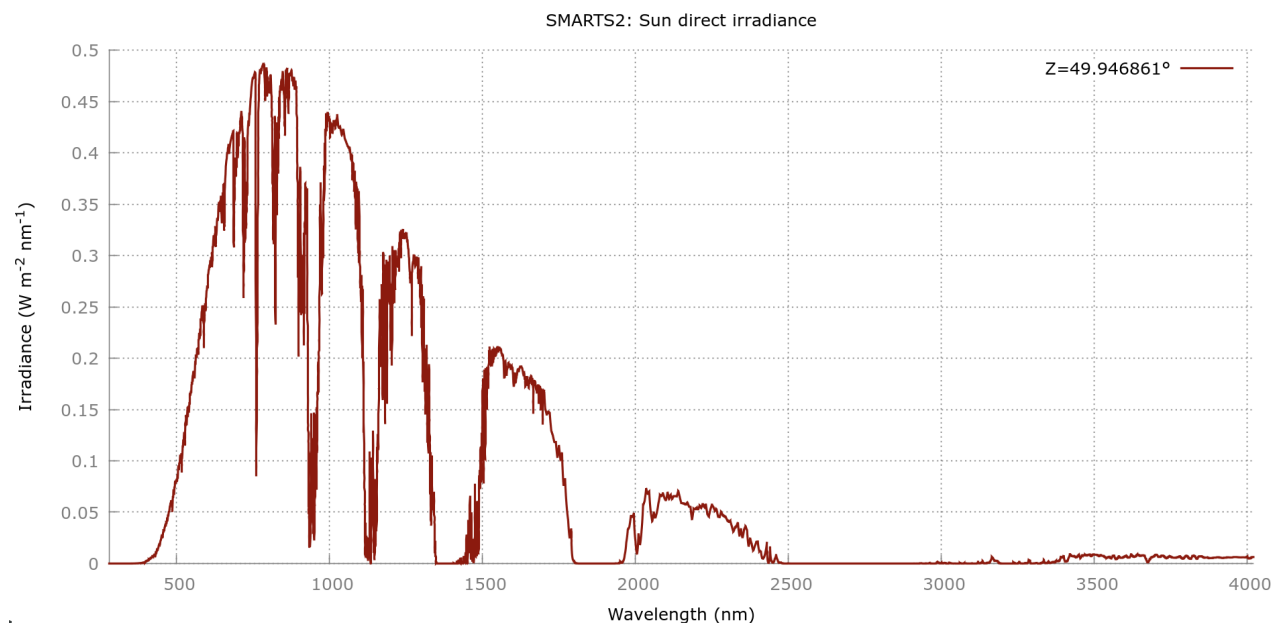


Figure 5 : Irradiance solaire spectrale directe associée reçue au sol

4. Modèle de caméra infrarouge et de détecteurs

Les paramètres de la caméra tels que sa focale, sa position, sa résolution, ou sa fréquence d'acquisition par exemple, sont des entrées du programme qui permettent d'une part de visualiser la scène par

cette optique et d'autre part de calculer *in-fine* l'image infrarouge. La focale, la position et la résolution de la caméra permettent la projection de la scène via le modèle du sténopé. Il est à noter que la fonction de transfert optique (effets de diffraction, prise en compte de la forme de l'ouverture, aberrations, etc.) n'est pas implémentée pour l'instant. Cependant, afin de considérer la chaîne d'acquisition de la caméra infrarouge, les modèles de capteurs quantiques CCD/CMOS définis dans [11] ont été implémentés sur GPU via des nuanciers. Le rendu de la chaîne d'acquisition (bruit de grenaille, influence des gains, convertisseur analogique-numérique etc.) est ainsi fait en temps réel, visualisable directement par l'utilisateur. La matrice qui définit les capteurs de la caméra est alors personnalisable. Chaque pixel pointe vers un capteur qui possède ses propres caractéristiques, définies dans le modèle CCD/CMOS.

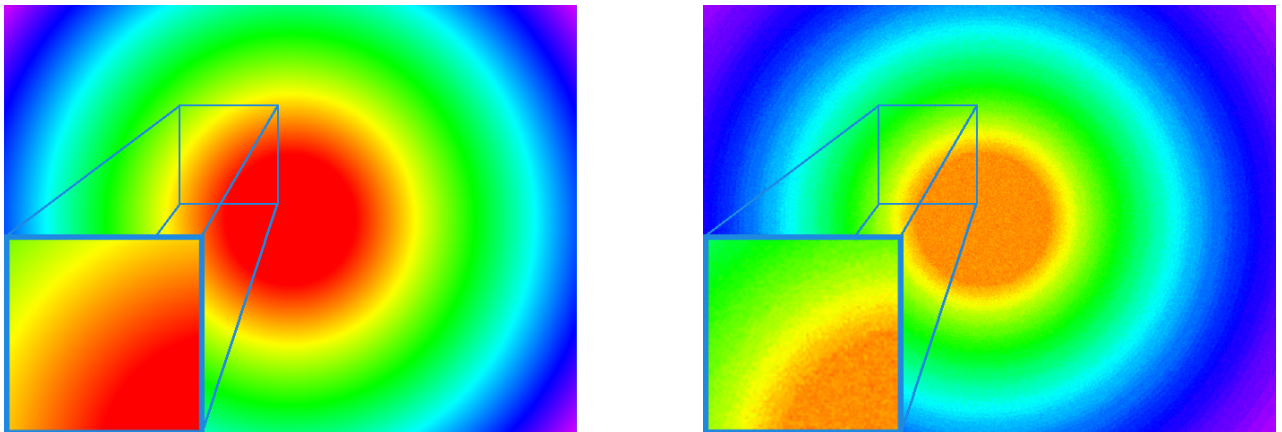


Figure 6 : Signal impulsionnel reçu par la caméra (gauche). Image générée par la caméra (réponse impulsionnelle), on peut observer l'effet de la numérisation du signal ainsi que le bruit dû à la chaîne d'acquisition

5. Applications

La figure 7 montre l'ensemble du processus de simulation d'images obtenues par thermographie infrarouge via l'IHM (interface homme-machine) développée.

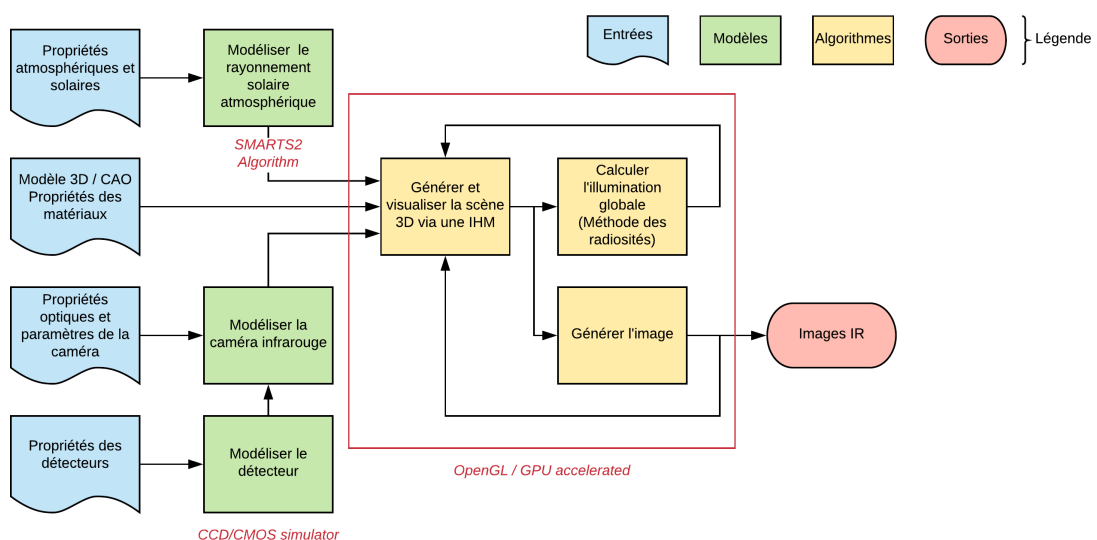


Figure 7 : Diagramme de processus du logiciel montrant l'ensemble des étapes de la simulation numérique.

La figure 8 montre un exemple de cartes des radiosités obtenues avec l'exemple d'un simple bâtiment dans le proche infrarouge. On observe la contribution du soleil et l'ombre associée à cette illumination. L'effet du maillage sur la résolution finale et la qualité de l'interpolation est tout aussi visible, et très

documenté dans la littérature [4].

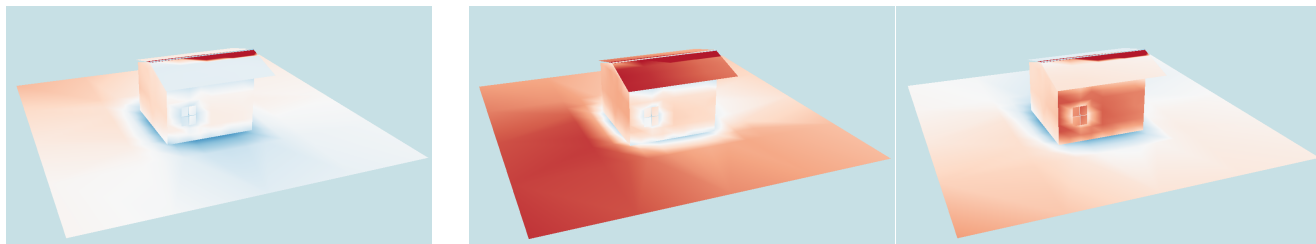


Figure 8 : Carte des radiosités pour un bâtiment la même journée, à des heures différentes (de gauche à droite : 6h, 12h et 16h)

La figure 9 suivante montre finalement la possibilité offerte par le logiciel pour simuler des scènes dynamiques. On peut ainsi observer dans les deux images suivantes, l'effet de la fréquence d'acquisition de la caméra. Dans le premier cas, la fréquence d'acquisition de la caméra est fixée à $100Hz$ pour une première vitesse de déplacement de la roue de $80km/h$, puis $130km/h$. Dans le second cas, la fréquence d'acquisition de la caméra est fixée à $1000Hz$.

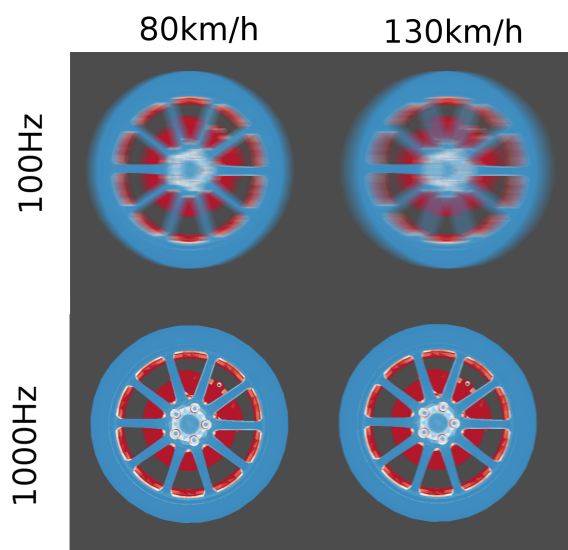


Figure 9 : Impact de la fréquence d'acquisition de la caméra pour une roue se déplaçant à différentes vitesses.

Le logiciel ainsi développé permet d'étudier l'impact de différents paramètres dans la génération d'images par thermographie infrarouge *in-situ* afin d'évaluer, par exemple des méthodes de séparation d'émissivité et de température [15]. De plus, cet outil offre la possibilité de réaliser des études de faisabilité en amont d'une instrumentation de surveillance d'infrastructures. En particulier, la modélisation des détecteurs permettra à terme de choisir les bandes spectrales optimales pour le dimensionnement de caméras infrarouges multispectrales, adaptées à des applications spécifiques.

6. Conclusion et perspectives

Un programme d'imagerie infrarouge permettant de simuler les échanges radiatifs de scènes 3D statiques et dynamiques a été réalisé. L'implémentation de la méthode des radiosités sur GPU via OpenGL[®] permet une visualisation et un rendu parallélisé. L'utilisation de modèles de capteurs et d'irradiance spectrale solaire issues de la littérature permettent une simulation *in-situ* avancée. Les différents paramètres des modèles permettent de réaliser de multiples simulations et d'étudier l'influence de ces paramètres sur la mesure. Des améliorations dans la simulation sont cependant possibles. En effet, la méthode des radiosités implémentée, bien que parallélisée, peut être améliorée en réalisant un maillage adaptatif, se raffinant selon l'énergie reçue [7]. De même, pour pallier l'orthotropie, une émissivité bidirectionnelle pourrait être implémentée en utilisant les harmoniques sphériques par exemple [13]. Enfin, la prochaine étape sera d'améliorer le modèle optique de la caméra, en prenant en compte différentes aberrations optiques ainsi que la fonction de transfert de la caméra. Un dernier objectif est de réaliser une comparaison

entre la mesure par thermographie infrarouge d'une cible constituée de différents matériaux connus et contrôlée en température et la simulation associée.

Remerciements : Ce travail est partiellement financé par la région Bretagne.

Références

- [1] H. K. Askar and W. J. Batty. Assessing the performance of the “Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine” (SMARTS2) in a first tier of software using empirical weather data. *Energy*, 30(9) :1577–1588, July 2005.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] Michael F. Cohen and John R. Wallace. *Radiosity and Realistic Image Synthesis*. AP Professional, 1995.
- [5] P. I. Cooper. The absorption of radiation in solar stills. *Solar Energy*, 12(3) :333–346, January 1969.
- [6] John A Duffie and William A Beckman. *Solar Engineering of Thermal Processes*. page 928.
- [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] Christian Gueymard. Simple Model for the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine (SMARTS2) Algorithms and performance assessment. page 84.
- [9] Wolfgang Heidrich and Hans-Peter Seidel. *View-Independent Environment Maps*. The Eurographics Association, 1998.
- [10] J.R. Howell, R. Siegel, and M.P. Pinar. *Thermal Radiation Heat Transfer*. CRC Press, 5th edition, 2010.
- [11] Mikhail Konnik and James Welsh. High-level numerical simulations of noise in CCD and CMOS photosensors : Review and tutorial. *arXiv :1412.4031 [astro-ph]*, December 2014.
- [12] Wilhelm Nusselt. Graphische bestimmung des winkerverhältnisses bei der wärmestrahlung. *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, (20) :673, 1928.
- [13] François X. Sillion and Claude Puech. *Radiosity and Global Illumination*, volume 11. Morgan Kaufmann Publishers, 1994.
- [14] J. W. Spencer. Fourier Series Representation of the Position of the Sun. *Search*, 2(5) :172, 1971.
- [15] Thibaud Toullier, Jean Dumoulin, and Laurent Mevel. Etude de sensibilité de différentes méthodes de séparation pour l'évaluation simultanée de l'émissivité et de la température par thermographie infrarouge multispectrale. page 9.
- [16] Nicolas Le Touz. Conception et étude d'infrastructures de transports à énergie positive : de la modélisation thermomécanique à l'optimisation de tels systèmes énergétiques. page 249.

Etude du transfert radiatif au sein de matériaux composites à renforts fibreux

Vadim ALLHEILY^{1*}, Dounia ZIYATI², Lionel MERLAT¹, Jean-François HENRY² et Jaona RANDRIANALISOA²

¹Institut de recherches franco-allemand de Saint-Louis (ISL)

5 rue du Général Cassagnou, BP 70034 – 68301 Saint-Louis Cedex

²Groupe de Recherche en Sciences Pour l'ingénieur (GRESPI EA 4694)

URCA, UFR Sciences Exactes et Naturelles Campus du Moulin de la Housse, BP 1039 – 51687 Reims Cedex 2

*(auteur correspondant : vadim.allheily@isl.eu)

Résumé – Ce travail porte sur l'analyse de la propagation du rayonnement thermique au sein d'un milieu composite semi-transparent diffusant constitué d'une matrice polymère renforcée de fibres de verre. L'Equation de Transfert Radiatif (ETR) est résolue par la méthode des ordonnées discrètes afin d'identifier par méthode inverse les propriétés radiatives (coefficients d'absorption et de diffusion) du composite pour différentes épaisseurs (2 à 4 mm). Une erreur relative inférieure à 5% sur la globalité du domaine spectral étudié (0,4 à 2,5 μm) est obtenue entre les résultats théoriques et les mesures spectrométriques de réflectance et de transmittance. On observe également une variation du coefficient de diffusion en-dessous d'une certaine épaisseur, ce qui tend à montrer que le matériau n'est homogène vis-à-vis du transfert radiatif qu'à partir d'un certain nombre de couches.

Nomenclature

F	fonction à minimiser	σ	coefficient de diffusion, m^{-1}
g	facteur d'anisotropie	Θ	angle polaire (rad)
h	épaisseur du milieu, m	μ	cosinus de l'angle polaire
L	luminance, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
n	indice de réfraction du milieu	a	milieu ambiant
p	fonction de phase du milieu	b	milieu de propagation
R	réflectance	c	critique
T	transmittance	exp	expérimental
z	coordonnée axiale, m	ext	extérieur
<i>Symboles grecs</i>		i	indice de discrétisation spatiale
α	coefficient d'absorption, m^{-1}	j	indice de discrétisation angulaire
β	coefficient d'extinction, m^{-1}	th	théorique
ε	erreur relative	tr	transport
λ	longueur d'onde, m		

1. Introduction

Les polymères à renforts fibreux représentent aujourd'hui une part de marché de plus en plus importante dans un grand nombre d'applications. Quelle que soit la physique concernée, les travaux qui leur sont consacrés sont en constante croissance depuis plusieurs années. Les études scientifiques au sujet de la propagation d'une onde électromagnétique au sein de ce type de matériaux restent toutefois peu nombreuses à l'heure actuelle, bien qu'elles puissent potentiellement trouver un intérêt dans de nombreux domaines (optique, acoustique, thermodynamique) ou disciplines (biomédicale, astronomie, etc.) [1]. Avec pour objectif d'améliorer la compréhension de phénomènes tels que le couplage laser ou le transfert thermique par rayonnement au sein du milieu, cette étude se concentre sur les transferts radiatifs dans le visible et le proche infrarouge au cœur de matériaux composites

semi-transparents diffusants (c'est-à-dire constitués d'une résine et de renforts translucides aux longueurs d'ondes d'intérêt).

On peut distinguer deux manières d'aborder la problématique du transfert radiatif au sein de matériaux hétérogènes. Les approches microscopiques, où chaque phase du milieu est modélisée par ses propres propriétés optiques intrinsèques et géométriques, utilisent les théories exactes comme la théorie de Mie dérivée des équations de Maxwell pour décrire le comportement de l'onde en fonction du rapport entre la longueur d'onde et la dimension des inclusions. Les approches macroscopiques constituent une alternative intéressante, puisqu'elles consistent à attribuer à un milieu homogénéisé de référence des propriétés radiatives effectives équivalentes sans se préoccuper des phénomènes à l'échelle des inclusions. Ces approches heuristiques ne s'appuient donc pas sur la physique de l'onde électromagnétique et les équations de Maxwell mais directement sur un transport équivalent d'énergie radiative au sein d'un milieu absorbant et diffusant ; elles peuvent donc aussi s'avérer extrêmement précises en fonction des hypothèses simplificatrices utilisées.

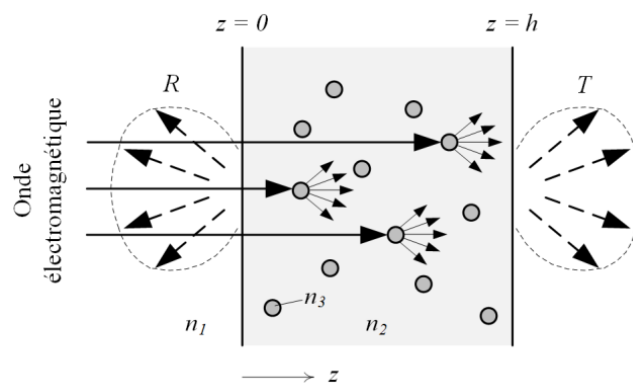


Figure 1 : Représentation du comportement radiatif d'un milieu hétérogène semi-transparent et diffusant

L'analyse macroscopique du transfert radiatif au sein de milieux diffusants débuta au cours du XX^{ème} siècle [2] par l'étude de la propagation de la lumière au sein de l'atmosphère [3] ou de revêtements de peinture [4-6]. Limitées par la seule prise en compte de deux flux diffus de directions opposées, ces théories furent perfectionnées les années suivantes puis remplacées par des modèles à trois ou quatre flux permettant de considérer également les flux collimatés [7,8], multipliant en revanche le nombre de variables à définir.

La théorie du transfert radiatif [9] fut développée en parallèle, formulée à partir d'un bilan énergétique sur un volume fini. La solution, bien que souvent difficile à obtenir [2], est très proche de la solution idéale lorsque les hypothèses de résolution sont bien choisies. Les solutions approchées de type analytique pour un milieu à dominante absorbante – approximation d'ordre 1 – ou diffusante – approximation de la diffusion ou P₁ – sont aujourd'hui remplacées par des simulations stochastiques de type Monte Carlo [10] ou des modèles numériques autorisant des hypothèses de travail quasi-illimitées grâce à la discrétisation du domaine angulaire et de l'espace en sous-domaines de résolution [11,12].

2. Méthodologie

2.1. Matériaux et méthodes

Le matériau composite étudié au cours de ce travail est un stratifié de qualité aéronautique à base époxy fabriqué à partir de pré-imprégnés de fibres de verre E tressés en satin de 8 (Hexcel

Composites 7581/M21). Composés de 8, 12 ou 16 plis tous orientés à 0°, le produit fini est un matériau bidirectionnel équilibré sous forme de plaques d'épaisseur 2, 3 ou 4 mm où le taux de renforts atteint 50% du volume.

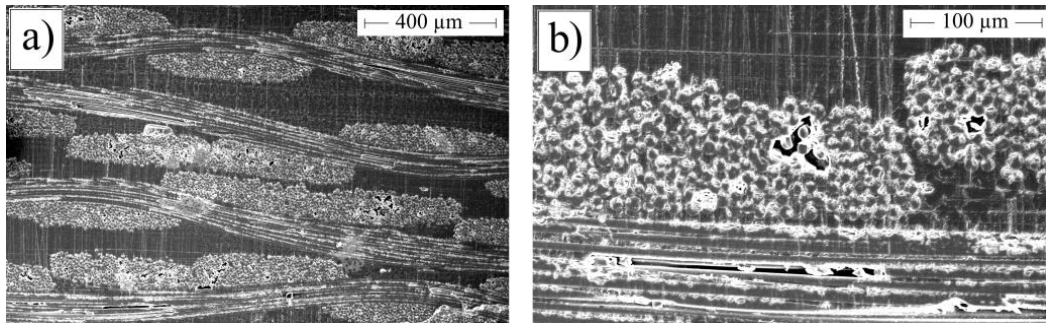


Figure 2 : Photographies MEB d'un échantillon Verre/Epoxy. Grossissement 80x (a) et 350x (b)

Le comportement radiatif des échantillons dans le visible et le proche infrarouge est mesuré grâce à un spectromètre à double faisceau Agilent Cary 7000 équipé d'une sphère intégrante de diamètre 150 mm. Pourvue d'une paroi réfléchissante en polytetrafluorethylène (Spectralon®), cet accessoire permet de collecter des flux diffus sur un large domaine spectral (0,2 à 2,5 μm) en amont et en aval de l'échantillon ; les rapports de ces énergies radiatives évaluées dans un espace hémisphérique par rapport à l'énergie radiative incidente sont respectivement dénommés réflectance R ou transmittance T du milieu – les mesures sont respectivement réalisées à incidence normale et quasi-normale (4°).

2.2. Approche théorique

2.2.1. Equation de transfert radiatif

L'Equation de Transfert Radiatif (ETR) est une équation intégral-différentielle permettant de modéliser le transfert radiatif à l'échelle macroscopique au sein d'un milieu semi-transparent et diffusant. Elle caractérise pour un volume infinitésimal le bilan énergétique des flux radiatifs induits par les phénomènes d'absorption, de diffusion et d'émission propre du milieu impliquant une atténuation ou une recrudescence des énergies considérées. Le spectromètre utilise une détection synchrone excluant l'émission propre des échantillons (émission spontanée par échauffement thermique, luminescence, etc.) et l'émission spontanée de photons peut donc être négligée. Pour un milieu macroscopiquement homogène, les propriétés radiatives sont identiques quelle que soit la position considérée et l'ETR en régime établi peut se traduire par la relation suivante [1] :

$$\frac{\partial L_\lambda(s, \Omega)}{\partial s} = -\beta_\lambda L_\lambda(s, \Omega) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_{4\pi} p_\lambda(\Omega', \Omega) L_\lambda(s, \Omega') d\Omega' \quad (1)$$

La nature monochromatique du problème est symbolisée par la dépendance à la longueur d'onde λ de chaque grandeur. Le coefficient d'extinction β_λ réunit sous une même expression les interactions responsables de l'atténuation du flux radiatif, à savoir l'absorption et la diffusion du faisceau électromagnétique. Ce coefficient peut donc s'exprimer de la manière suivante :

$$\beta_\lambda = \alpha_\lambda + \sigma_\lambda \quad (2)$$

On retrouve ainsi la loi de décroissance exponentielle de Beer-Lambert lorsque le milieu peut être considéré comme purement homogène ($\sigma_\lambda = 0$). La diffusion du faisceau n'est pas

seulement à l'origine d'une atténuation du flux radiatif. En effet, la redistribution de l'énergie par diffusion dans une direction différente peut également contribuer à accentuer le flux radiatif adjacent dans la direction de propagation considérée. Pour décrire ce phénomène, on utilise la fonction de phase $p_\lambda(\Omega', \Omega)$ qui matérialise la probabilité qu'un flux radiatif de direction initiale u' soit diffusé dans la direction d'intérêt u . La fonction de phase peut être normalisée selon l'expression suivante, bien qu'il existe différentes normalisations de cette dernière selon les auteurs [13] :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} p_\lambda(\Omega', \Omega) d\Omega' = 1 \quad (3)$$

Au final, le comportement radiatif du milieu semi-transparent diffusant est donc caractérisé par trois grandeurs distinctes : le coefficient d'absorption α_λ , le coefficient de diffusion σ_λ et la fonction de phase $p_\lambda(\Omega', \Omega)$, toutes trois dépendantes de la longueur d'onde.

2.2.2. Approximation de transport

La résolution de l'ETR au sein d'un milieu diffusant et anisotrope peut s'avérer extrêmement compliquée compte tenu notamment de la distribution angulaire complexe de la fonction de phase. Une approche très répandue consiste à remplacer la fonction de phase exacte par une fonction de phase approchée, dite « linéaire isotrope », faisant apparaître un facteur d'anisotropie g_λ qui symbolise l'asymétrie de diffusion en fonction de la longueur d'onde. Connue sous le nom d'approximation de transport, cette simplification permet de réécrire l'équation (1) sous la forme suivante [14] :

$$\frac{\partial L_\lambda(s, \Omega)}{\partial s} = -\beta_\lambda^{tr} L_\lambda(s, \Omega) + \frac{\sigma_\lambda^{tr}}{4\pi} \int_{4\pi} L_\lambda(s, \Omega') d\Omega' \quad (4)$$

L'équation (4) contient les propriétés radiatives sous l'approximation de transport que l'on peut écrire de la manière suivante :

$$\beta_\lambda^{tr} = \alpha_\lambda + \sigma_\lambda^{tr} \quad (5)$$

$$\sigma_\lambda^{tr} = \sigma_\lambda (1 - g_\lambda) \quad (6)$$

2.2.3. Méthode de résolution

Dans cette étude seront uniquement considérés des échantillons plans illuminés par une source collimatée. Les conditions expérimentales nous permettent de considérer un problème monodimensionnel présentant une symétrie azimutale. L'ETR sous la forme de l'approximation de transport peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$\mu \frac{\partial L_\lambda(z, \mu)}{\partial z} = -\beta_\lambda^{tr} L_\lambda(z, \mu) + \frac{\sigma_\lambda^{tr}}{2} \int_{-1}^1 L_\lambda(z, \mu') d\mu' \quad (7)$$

La variable μ représente le cosinus de l'angle polaire Θ ($-1 < \mu < 1$). A ce stade, il existe de multiples possibilités permettant de résoudre l'ETR sur un domaine défini [15]. En raison de la puissance décuplée des ordinateurs de calculs actuels, les méthodes numériques prennent aujourd'hui le pas sur les méthodes analytiques puisqu'elles permettent de résoudre des situations bien plus complexes.

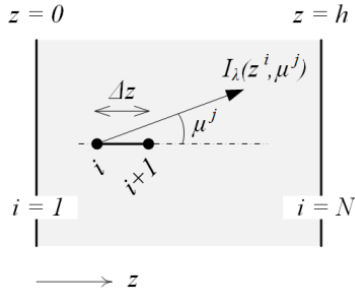


Figure 3 : Discretisation spatiale

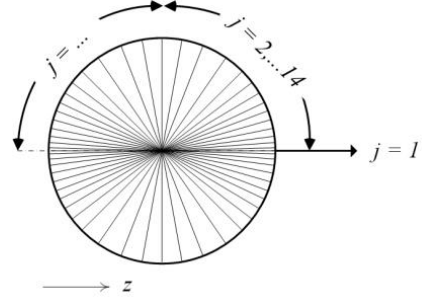


Figure 4 : Exemple de discretisation angulaire

La méthode des ordonnées discrètes (ou méthode S_N) est l'une de ces approximations numériques [16]. Elle consiste à remplacer la dérivée continue dans la direction de propagation par un schéma aux différences finies (voir figure 3) et à discrétiser l'espace angulaire par une quadrature habituellement définie par la méthode de Gauss (voir figure 4). La combinaison de ces deux approches délivre un système d'équations différentielles qu'il est possible de résoudre par une approche itérative en fixant les conditions limites aux frontières du système [17]. Nous utiliserons pour cette étude les conditions limites suivante en face avant et en face arrière de l'échantillon :

$$\begin{cases} z = 0 (\mu > 0), & L_\lambda(0, \mu) = r_{21}(\mu)L_\lambda(0, -\mu) + \delta_{1\mu}(1 - r_{12})(\mu)L_{ext} \\ z = h (\mu < 0), & L_\lambda(h, -\mu) = r_{21}(\mu)L_\lambda(h, \mu) \end{cases} \quad (9)$$

L_{ext} représente le faisceau de mesure du spectromètre d'incidence normale illuminant la face avant de l'échantillon et prendra la valeur unitaire. La prise en compte de ce terme dans le calcul en fonction de l'angle μ est pilotée par la fonction de Kronecker suivante :

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (10)$$

Ici, le faisceau externe incident est donc uniquement considéré lorsque $\mu = 1$, c'est-à-dire lorsque la direction étudiée est parallèle à l'axe z de l'échantillon (incidence normale à la surface du milieu). Les termes r_{12} et r_{21} symbolisent les réflexions de surface régies par la loi de Fresnel lorsque l'onde électromagnétique se propage du milieu environnant vers le milieu étudié, et inversement. La fraction d'énergie électromagnétique réfléchié ou transmise aux interfaces en $z = 0$ et $z = h$ est donc dépendante de l'angle d'incidence de l'onde en question, ainsi que des indices de réfraction n_1 et n_2 du milieu ambiant et de la matrice polymérique.

2.3. Identification des propriétés radiatives

Le schéma de résolution de l'ETR présenté au paragraphe précédent est en mesure de délivrer une valeur de réflectance hémisphérique R et de transmittance hémisphérique T en fonction des propriétés radiatives du milieu et des conditions expérimentales employées (épaisseur de l'échantillon et caractéristiques du flux incident). En simulant les conditions d'essais décrites au paragraphe précédent, il est donc possible de déterminer le coefficient d'absorption α_λ et le coefficient de diffusion de transport σ_λ^{tr} en minimisant par méthode itérative les écarts quadratiques entre les données expérimentales et les résultats du modèle théorique [18]. Pour cela, un minimum pour la fonction F_λ exposée par l'équation (8) est calculé indépendamment pour chaque longueur d'onde grâce à un algorithme de Gauss-Newton :

$$F_\lambda = \left(R_\lambda^{th} - R_\lambda^{exp} \right)^2 + \left(T_\lambda^{th} - T_\lambda^{exp} \right)^2 \quad (8)$$

3. Résultats

Les valeurs moyennes de réflectance et de transmittance hémisphériques mesurées en 10 points différents de chaque échantillon sont visibles figure 5 et 6 (échantillonnage tous les 1 nm). Etant donné la structure fortement périodique des échantillons dans le plan, la reproductibilité des mesures est excellente quel que soit le spécimen considéré.

La majorité des polymères sont opaques au rayonnement ultraviolet ($\lambda < 0,4 \mu\text{m}$) ou dans l'infrarouge moyen ($\lambda > 2,2 \mu\text{m}$). Cet état de fait est confirmé par les spectres de transmission visibles en figure 6, où l'on peut noter que la semi-transparence des échantillons d'épaisseur variée s'amenuise lorsqu'on se rapproche aux frontières du spectre visible et proche infrarouge. Etant donné la transparence des fibres de verre sur ce spectre, les pics d'absorption visibles sur les courbes sont majoritairement dictés par les propriétés moléculaires de la matrice polymère. On peut également noter que la réflectance semble atteindre une limite lorsque l'épaisseur des échantillons grandit ($R_{12 \text{ plis}} \approx R_{16 \text{ plis}}$ sur toute la largeur de la bande spectrale étudiée) tandis que le taux de transmission chute de manière homogène lorsque l'épaisseur du milieu d'interaction augmente.

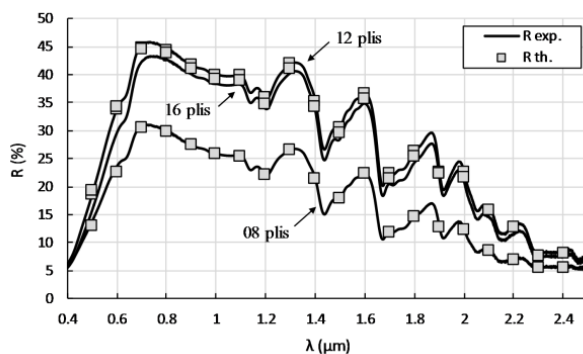


Figure 5 : Réflectance hémisphérique des échantillons Verre/Epoxy (exp. vs. théorique)

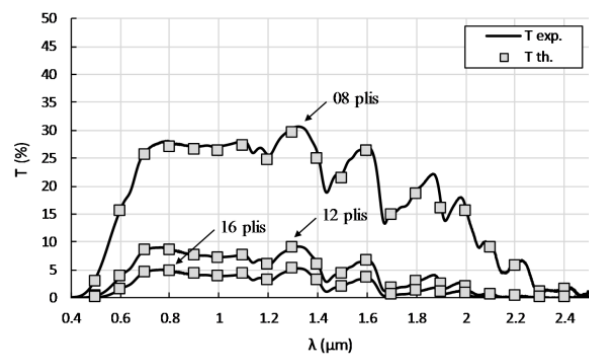


Figure 6 : Transmittance hémisphérique des échantillons Verre/Epoxy (exp. vs. théorique)

Les figures 5 et 6 montrent également les résultats issus du modèle théorique détaillé au paragraphe 2.2 après ajustement aux valeurs expérimentales (échantillonnage tous les 100 nm). Pour ce travail, l'espace angulaire a été divisé en trois sous-espaces symétriques par rapport à z , chacun discrétisé par le schéma de quadrature suivant :

- $-1 < \mu < -\mu_c$: quadrature de Gauss d'ordre élevé (10 points),
- $-\mu_c < \mu < \mu_c$: quadrature de Gauss d'ordre élevé (20 points),
- $\mu_c < \mu < 1$: quadrature de Gauss d'ordre élevé (10 points).

La grandeur μ_c est fixée à 0,5 ce qui correspond à un angle de 60° par rapport à l'axe z (proche de l'angle de Brewster pour le rapport d'indice de réfraction concerné). La procédure afin de déterminer les points de quadrature [17] ne sera pas détaillée ici.

Seuls les résultats de 0,5 à 2,4 μm sont représentés : en effet, l'opacité des échantillons en dehors de cette plage spectrale est telle que l'amplitude du signal reçu ne permet pas de traiter les données avec précision. L'erreur relative de la méthode d'identification des propriétés radiatives peut être évaluée en comparant les données expérimentales et les résultats théoriques obtenus par la méthode des ordonnées discrètes. Pour chaque longueur d'onde, cette erreur vis-à-vis des mesures en réflexion et en transmission prend respectivement la forme suivante :

$$\varepsilon_R(\lambda) = \frac{|R_\lambda^{th} - R_\lambda^{exp}|}{R_\lambda^{exp}} \quad \text{et} \quad \varepsilon_T(\lambda) = \frac{|T_\lambda^{th} - T_\lambda^{exp}|}{T_\lambda^{exp}} \quad (11)$$

Les écarts constatés sont inférieurs à 1% pour la totalité des mesures, ce qui correspond à une erreur relative inférieure à 2% pour les données de réflectance et à 5% pour les données de transmittance : la bonne précision du schéma de modélisation est ainsi validée. La méthode d'identification semble toutefois sous-estimer de quelques pourcents (3-5%) la transmittance des échantillons 8 plis lorsque ces derniers présentent une transparence importante. Il en va de même pour la réflectance des échantillons 16 plis sur une bande spectrale similaire (entre 0,6 et 1,7 μm).

4. Analyse et discussion

Les figures 7 et 8 donnent les valeurs propres à chaque épaisseur du coefficient d'absorption α_λ et du coefficient de diffusion de transport σ_{λ}^{tr} déterminées en fonction de la longueur d'onde.

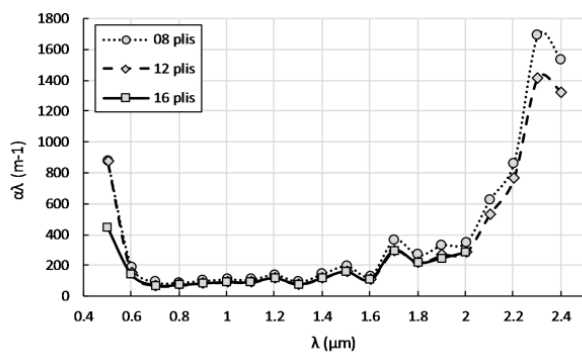


Figure 7 : Coefficient d'absorption des échantillons Verre/Epoxy de chaque épaisseur

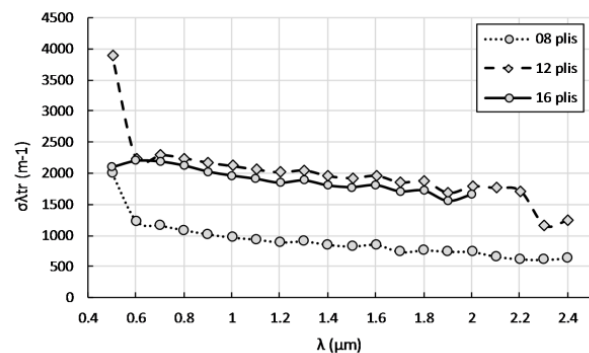


Figure 8 : Coefficient de diffusion des échantillons Verre/Epoxy de chaque épaisseur

On observe sur le premier graphique les valeurs maximales du coefficient d'absorption α_λ , traduisant le comportement quasi-opaque des échantillons aux frontières du spectre étudié. À l'inverse, la valeur identifiée du coefficient de diffusion σ_{λ}^{tr} varie entre les échantillons fins et les échantillons plus épais. Cette variation pourrait s'expliquer par des échantillons dont la morphologie diffère quelque peu puisque les conditions de mise en œuvre (température, pression, etc.) peuvent varier en fonction de l'épaisseur du produit fini. Il est également possible que la diffusion soit anisotrope, ce qui aurait notamment des répercussions sur la mesure des échantillons fins [19] car les interactions de diffusion plus nombreuses au sein des échantillons épais auraient tendance à amoindrir ce phénomène (même à une distance faible de la face illuminée). Enfin, la rugosité de surface pourrait également avoir une importance plus importante dans le cas des échantillons fins.

5. Conclusion

Le transfert radiatif au sein d'un polymère à base époxyde renforcé de fibres de verre a été caractérisé dans le visible et le proche infrarouge. Pour ce domaine spectral, le comportement du matériau composite est de nature semi-transparente et diffusante. Cette spécificité est parfaitement traitée par l'ETR sous l'approximation de transport qui, résolue par la méthode numérique des ordonnées discrètes, reproduit fidèlement la réponse spectrale d'échantillons de différentes épaisseurs. Par méthode inverse, les propriétés radiatives ont également pu être identifiées pour chaque épaisseur. Tandis que la mesure du coefficient d'absorption est

identique quelle que soit l'épaisseur considérée, la mesure du coefficient de diffusion indique un écart constant entre les échantillons fins (8 plis) et épais (12 et 16 plis) probablement dû à une dimension insuffisante pour assurer une diffusion isotrope. Les résultats obtenus fournissent toutefois des informations précieuses aux études portant sur le couplage optique ou le transfert thermique par rayonnement au sein de matériaux composites renforcés de fibres.

Références

- [1] A. Ishimaru, *Wave propagation and scattering in random media*, Wiley-IEEE Press (1999).
- [2] B. Philips-Invernizzi, D. Dupont, C. Cazé, Bibliographical review for reflectance of diffusing media, *Optical Engineering*, 40 (2001), 1082–1092.
- [3] A. Schuster, Radiation through a foggy atmosphere, *Astrophysical Journal*, 21 (1905), 1–22.
- [4] P. Kubelka, F. Munk, Ein Beitrag zur Optik der Farbanstriche, *Zeitschrift für technische Physik*, 12 (1931), 593–601.
- [5] P. Kubelka, New contributions to the optics of intensely light-scattering materials. Part I. *Journal of the Optical Society of America*, 38 (1948), 448–457.
- [6] P. Kubelka, New contributions to the optics of intensely light-scattering materials. Part II: nonhomogeneous layers, *Journal of the Optical Society of America*, 44 (1954), 330–335.
- [7] B. Maheu, J. N. Letoulouzan, G. Gouesbe, Four-flux models to solve the scattering transfer equation in terms of Lorenz-Mie parameters, *Applied Optics*, 23 (1984), 3353–3362.
- [8] W. E. Vargas, Generalized four-flux radiative transfer model, *Applied Optics*, 37 (1998), 2615–2623.
- [9] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, Dover Publications (1960).
- [10] E. Alerstam, *Optical spectroscopy of turbid media: time-domain measurements and accelerated Monte-Carlo modelling*, Lund University (2011).
- [11] P. S. Mudgett, L. W. Richards, Multiple scattering calculations for technology, *Applied Optics*, 10 (1971), 1485–1502.
- [12] A. J. Welch, G. Yoon, M. J. C. Van Gemert, Practical models for light distribution in laser-irradiated tissue, *Lasers in Surgery and Medicine*, 6 (1987), 488–493.
- [13] R. Carminati, *Introduction aux transferts radiatifs (dans : Micro et Nanothermique)*. CNRS Editions (2007).
- [14] L. A. Dombrovsky, D. Baillis, J. Randrianalisoa, Some physical models used to identify and analyze infrared radiative of semi-transparent dispersed materials, *Journal of Spectroscopy and Dynamics*, 1 (2011), 1–20.
- [15] M. F. Modest, *Radiative Heat Transfer (Second Edition)*, Academic Press (2003).
- [16] M. L. Adams, E. W. Larsen, Fast iterative method for discrete-ordinates particle transport calculations, *Progress in Nuclear Energy*, 40 (2002), 3–159.
- [17] J. Randrianalisoa, D. Baillis, L. Pilon, Improved inverse method for radiative characteristics of closed-cell absorbing porous media, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 20 (2006), 871–883.
- [18] V. P. Nicolau, M. Raynaud, J. F. Sacadura, Spectral radiative properties identification of fiber insulating materials, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37 (1994), 311–324.
- [19] L. A. Dombrovsky, J. F. Henry, C. Lorreyte, H. Pron, J. Randrianalisoa, Optical properties of oak wood in the near-infrared range of semi-transparency, *Applied Optics*, 57 (2018), 6657–6663.

Thème 4

Transferts en milieux poreux

Etude numérique de stockage d'énergie thermique dans un composite : mousses métalliques/matériaux à changement de phase	195
Modélisation du comportement thermo-hydrrique lors de la cuisson par contact d'un produit céréalier	203

Etude numérique de stockage d'énergie thermique dans un composite : mousses métalliques/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.

*auteur correspondant : mustapha.karkri@u-pec.fr

Résumé - Les matériaux à changement de phase (MCP) ont suscité un grand intérêt grâce à leur capacité de stocker de l'énergie thermique dans des volumes réduits. Or, ces matériaux souffrent de leur faible conductivité thermique qui diminue leur performance. Les mousses métalliques à grande porosité apparaissent comme une solution attractive qui peut améliorer la conductivité thermique effective sans réduire la densité de stockage. Dans ce travail, l'étude du comportement thermique des mousses métalliques imprégnées de MCP a été entreprise. Un modèle mathématique basé sur les extensions de Forchheimer, de Brinkmann, de l'équation de Darcy et le modèle (TLNE) a été proposé. Le changement de phase est modélisé par la méthode enthalpie-porosité. La convection naturelle, l'effet inertiel et le transfert thermique entre les ligaments des mousses et le MCP sont prises en compte. Le modèle numérique a été validé par comparaison à des résultats expérimentaux et numériques de la littérature. A l'issue de cette étude, nous avons mis en évidence l'effet dominant de la conduction thermique, de la porosité et de la densité de pores sur le comportement thermique des composites mousse-MCP.

Nomenclature

C_p	chaleur spécifique $J.kg^{-1}.K^{-1}$	Nu	nombre de Nusselt
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$	τ	temps adimensionnel
μ	viscosité dynamique, $Pa.s^{-1}$	h	coefficient d'échange convectif
k	conductivité thermique $W.m^{-1}.K^{-1}$	T	température, K
L_f	chaleur latente, $J.kg^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
C	coefficient d'inertie	ε	porosité
K	perméabilité, m^2	<i>Indices et exposants</i>	
Pr	nombre de Prandtl	P	matériau à changement de phase
Re	nombre de Reynolds	F	mousse métallique
Ra	nombre de Rayleigh	l	liquide
$ Fo$	nombre de Fourier	s	solide
Ste	nombre de Stefan	eff	effective

1. Introduction

Les matériaux à changement de phase (MCP) sont connus par leur faible conductivité thermique qui réduit leur cinétique de stockage/déstockage de l'énergie thermique [1]. La conductivité thermique des MCP peut être améliorée par l'ajout d'un matériau conducteur de chaleur, tels que les ailettes métalliques [2], le graphite expansé [3] et les mousses métalliques [4-6]. Les mousses métalliques possèdent des caractéristiques spécifiques telles qu'une porosité élevée (porosité entre 0.8 et 0.98), grande conductivité thermique et une large surface de contact par unité de volume. Ce qui les qualifie à être une bonne solution pour améliorer la conductivité thermique effective des composites mousse-MCP et pour intensifier le transfert thermique lors de la fusion et de la solidification du MCP.

Dans la littérature, de nombreux travaux de recherche numériques et expérimentaux se sont intéressés à l'étude du comportement thermique des composites mousse métallique-MCP. Y. Zhao [4] a montré que l'utilisation d'une mousse métallique permet d'intensifier de 3 à 10 fois le transfert de chaleur. Zhenqian Chen et al. [5] ont étudié le comportement et la fusion du MCP incorporé dans une mousse métallique. Il a été démontré que le transfert de chaleur était principalement dominé par la conduction. Bofeng Zhang et al [6] a trouvé que l'utilisation d'une mousse de cuivre permet d'améliorer la conductivité thermique effective du composite d'environ 376%. Les études publiées dans la littérature montrent bien que l'utilisation des mousses métalliques est une solution prometteuse mais, les mécanismes du transfert de chaleur et l'effet de la structure de la mousse sur le temps de fusion et de la solidification du MCP n'ont pas été suffisamment étudié. Des études supplémentaires sont donc nécessaires pour mieux comprendre le mécanisme du transfert de chaleur au sein de ces composites.

Dans ce travail, nous nous intéressons d'une part à l'étude numérique du comportement thermique de ces composites lors de la fusion et de la solidification et d'autre part à l'effet de la morphologie des mousses sur le stockage/ restitution de l'énergie thermique.

2. Modélisation

2.1. Modèle physique

Le modèle physique est représenté par la figure 1. Il s'agit d'un composite, mousse métallique/paraffine RT27, de dimensions $L \times H$. Le composite est initialement à une température uniforme 299.15K (26°C). La paroi ouest est maintenue isotherme à une température T_w et les autres parois sont considérées comme adiabatiques.

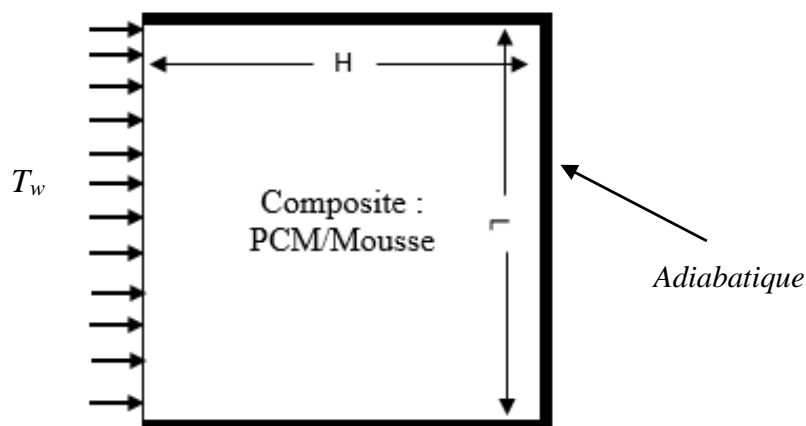


Figure 1 : *Modèle physique : composite mousse-MCP*

2.2. Modèle mathématique

Nous utilisons dans ce projet le théorème de volumes moyens qui a été introduit initialement par Whitaker [7]. Les extensions de Forchheimer et Brinkmann de la loi de Darcy pour modéliser l'écoulement du MCP liquide dans les mousses ont été utilisées. Le changement de phase est modélisé par la méthode « enthalpie-porosité » connue aussi sous le nom de méthode enthalpique de Voller [8]. Afin de simplifier le calcul, le problème est considéré bidimensionnel, le MCP en phase liquide est considéré comme un fluide newtonien incompressible avec l'approximation de Boussinesq et en régime laminaire. Les propriétés thermophysiques du MCP sont considérées comme constantes dans les deux phases

solide/liquide. Le tableau 1, représente les propriétés thermophysiques de la paraffine RT27 [9].

	L_f	ρ_s	C_{p-s}	μ	k_s	k_l	C_{p-l}	ρ_l
RT27	kJ.kg^{-1}	kg.m^{-3}	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$	Pa.s^{-1}	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Kg.m^{-3}
	179	870	1800	0.0034	0.24	0.15	2400	760

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques de RT27.

2.2.1. Equation de continuité

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

2.2.2. Equations de conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\rho_p}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\rho_p}{\varepsilon^2} (\vec{V}\vec{\nabla}).u = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\varepsilon} \nabla^2 u - \left(\frac{\mu}{K} + \frac{\rho_p C}{\sqrt{k}} |u| \right) u + S_u \quad (2)$$

$$\frac{\rho_p}{\varepsilon} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\rho_p}{\varepsilon^2} (\vec{V}\vec{\nabla}).v = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\varepsilon} \nabla^2 v - \left(\frac{\mu}{K} + \frac{\rho_p C}{\sqrt{k}} |v| \right) v + S_v + \rho_p g \beta (T - T_{ref}) \quad (3)$$

Ou $S_u = A \frac{(1-b(T))^2}{B^3 + b(T)} u$ et $S_v = A \frac{(1-b(T))^2}{B^3 + b(T)} v$ sont des termes sources déduites de la loi de

Karmen-Cozney. A est une constante exprimée en $\text{kg/m}^3\text{s}$. Elle doit être suffisamment élevée pour que le champ de vitesse soit nulle lorsque le MCP est entièrement en phase solide. B est une constante utilisée pour éviter la division par zéro lorsque le MCP est totalement solide. S_u et S_v tendent vers l'infinie lorsque le MCP est entièrement solide et vers zéro lorsque le MCP est entièrement liquide. b est définie comme la fraction liquide au sein de la zone de transition :

$$b(T) = \begin{cases} 0 & T < (T_m - \Delta T / 2) \\ (T - (T_m - \Delta T / 2)) / \Delta T & (T_m - \Delta T) \leq T < (T_m + \Delta T) \\ 1 & T > (T_m + \Delta T / 2) \end{cases} \quad (4)$$

La viscosité a été modifiée en utilisant le terme : $S(T) = A \frac{(1-b(T))^2}{B^3 + b(T)}$ faisant en sorte

qu'elle a une très grande valeur lorsque le MCP est en état solide et la valeur appropriée lorsque ce dernier est en état liquide :

$$\mu_p(T) = \mu_{pl}(1 + S(T)) \quad (5)$$

2.2.3. Equations de conservation d'énergie

Dans le MCP :

$$\varepsilon \rho_p C_p \frac{\partial T_p}{\partial \tau} + \rho_p C_p (u \frac{\partial T_p}{\partial x} + v \frac{\partial T_p}{\partial y}) = k_{peff} \nabla^2 T_p + h_{PF} a_{PF} (T_F - T_p) \quad (6)$$

Pour tenir compte de la chaleur latente lors de la transition solide-liquide, on introduit la fonction gaussienne suivante :

$$D(T) = e^{\left(\frac{-\frac{(T-T_m)^2}{(\Delta T/4)^2}}{\sqrt{\pi(\Delta T/4)^2}} \right)} \quad (7)$$

Cette fonction vaut zéro partout sauf dans la zone de la transition. Son intégrale vaut 1, ce qui assure la conservation de l'énergie latente lors de la transition. La fonction $b(T)$ et $D(T)$ permet de définir la chaleur spécifique modifiée et la conductivité thermique du MCP:

$$C_{P-P} = C_{P-PS} + (C_{P-Pl} - C_{P-PS}).b(T) + L_f D(T), \quad k_p(T) = k_{PS} + (k_{Pl} - k_{PS}).b(T) \quad (8)$$

Dans la mousse métallique :

$$(1 - \varepsilon)\rho_F c_{P-F} \frac{\partial T_F}{\partial \tau} = k_{F\text{eff}} \nabla^2 T_F - h_{PF} a_{PF} (T_F - T_P) \quad (9)$$

Les conductivités thermiques effectives de MCP et de la mousse métallique sont calculées à partir des formules développées par Boomsma K et al [10]. Le coefficient d'échange convectif est déduit à partir des relations de Zukauskas [11]:

$$N_u = \begin{cases} 0.76 \text{Re}^{0.4} \text{Pr}^{0.37} \frac{k_p}{d} & 0 < \text{Re} \leq 40 \\ 0.52 \text{Re}^{0.5} \text{Pr}^{0.37} \frac{k_p}{d} & 40 < \text{Re} \leq 1000 \\ 0.26 \text{Re}^{0.6} \text{Pr}^{0.37} \frac{k_p}{d} & 1000 < \text{Re} \leq 20000 \end{cases} \quad (10)$$

3. Propriétés thermophysiques et structurales de la mousse

Les propriétés thermophysiques des mousses métalliques utilisées dans notre étude sont présentées dans le tableau 2. De nombreuses recherches ont été menées dans le but est de développer des modèles analytiques permettant de calculer la perméabilité et le coefficient d'inertie des mousses. Dans ce travail, nous utilisons le modèle de Calmidi et al. [12] pour calculer la perméabilité et le coefficient d'inertie.

$$K = 0.00073 d_p^2 (1 - \varepsilon)^{-0.0024} \left(\frac{d_f}{d_p} \right)^{-1.11}, \quad C = 0.00212 d_p^2 (1 - \varepsilon)^{-0.132} \left(\frac{d_f}{d_p} \right)^{-1.63} \quad (12)$$

Où d_f désigne le diamètre équivalent des ligaments de mousse métallique et d_p le diamètre équivalent des pores (modèle de Calmidi et al. [12], Eq (13)). La surface spécifique est calculée à l'aide de la formule suivante [12].

$$\frac{d_f}{d_p} = 1.18 \sqrt{\frac{1 - \varepsilon}{\pi}} \left(\frac{1}{1 - e^{-(1 - \varepsilon)/0.04}} \right), \quad a_{PS} = \frac{3\pi d_f (1 - e^{-(1 - \varepsilon)/0.004})}{(0.59 d_p)^2} \quad (13)$$

	k W/(m.K)	P kg.m ⁻³	C_p J/(K.kg)
Cuivre	401	8960	385
Aluminium	220	2700	900
Nickel	70	8890	456

Tableau 2 : Propriétés thermophysiques des mousses métalliques

4. Résultats et discussions

4.1. Validation du modèle numérique

Les équations présentées au-dessus ont été résolues en utilisant COMSOL ver. 5.2a. Une étude comparative avec les résultats expérimentaux et numériques de C. Y. Zhao et al. [4], et de Tian et Y. Zhao's [13,14] a été effectuée. Dans ces travaux on s'est intéressé à la fusion de la paraffine RT58 dans une mousse de cuivre de dimensions (200 mm, 120 mm, 25 mm), de densité de pores 10 PPI et de porosité 0.95. Le modèle étudié est représenté par la figure 2. La figure 3 illustre l'évolution de la température moyenne $T(x, y = 8 \text{ mm})$ obtenu par Y. Zhao et al. [13], Tian et Y. Zhao's et notre modèle mathématique. Les trois modèles numériques, comme les mesures expérimentales, présentent un palier qui caractérise la fusion de RT58. L'écart de la température maximale entre notre modèle et les mesures expérimentales est de l'ordre de 2°C. De plus durant la fusion de la paraffine, entre $t = 1200\text{s}$ et environ $t = 4100\text{s}$, on constate un bon accord entre les résultats de notre modèle et les résultats expérimentaux de Y. Zhao. Après la fusion, notre modèle numérique et celui de Y. Zhao et al. [13] surestiment, respectivement, la température $T(x, y = 8 \text{ mm})$, avec un écart de la température maximale entre notre modèle et les résultats expérimentaux de l'ordre de 5°C. Cet écart peut s'expliquer par une surestimation du coefficient de perte convective mais aussi par les modèles semi-empiriques utilisés pour estimer la perméabilité, le coefficient d'inertie et les autres propriétés. Dans l'ensemble, on constate un bon agrément entre les valeurs mesurées et celles issues des calculs numériques. Cela valide l'approche théorique proposée pour étudier le comportement thermique des composites mousse-MCP.

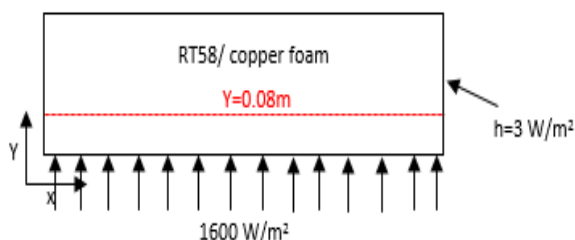


Figure 2 : Schéma du dispositif expérimental de Y. Zhao et al. [4]

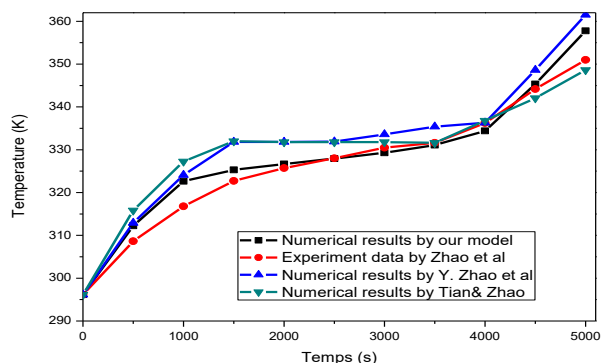


Figure 3 : Evolution de la température moyenne $T(x, y=8\text{mm})$.

4.2. Effet de la morphologie

Après avoir validé le modèle, on s'est intéressé à l'effet de la morphologie des mousses sur la fusion et la solidification de MCP. Dans l'objectif de faciliter l'interprétation de nos résultats nous avons introduits les nombres adimensionnels suivants :

$$Ste = \frac{C_{PP} |T_w - T_b|}{L_f}, \quad Fo = \frac{\alpha_p t}{H^2}, \quad Ra = \frac{g\beta |T_w - T_b| H^3}{\alpha_p \nu}, \quad \tau = SteFo \quad (14)$$

4.2.1. Effet de la porosité

Afin d'étudier l'effet de la porosité, la mousse d'aluminium imprégné de RT27 avec une densité de pores de 40 PPI (Pores Per Inch) a été étudiée. Les figures 4 et 5, présentent l'évolution de la fraction liquide du MCP pour différentes porosités (0.80, 0.84, 0.87 et 0.93) et en fonction du temps $SteFo$. On constate que lorsque la porosité diminue, le MCP fond plus

rapidement (figure 4) et la cinétique de stockage diminue avec l'augmentation de la densité des pores. Il s'avère que pour la porosité 0.80 le temps de fusion est plus court que celui de la fusion pour le composite avec une porosité de 0.93. Ceci démontre qu'une faible porosité favorise le transfert de chaleur et augmente la cinétique de stockage/déstockage d'énergie thermique.

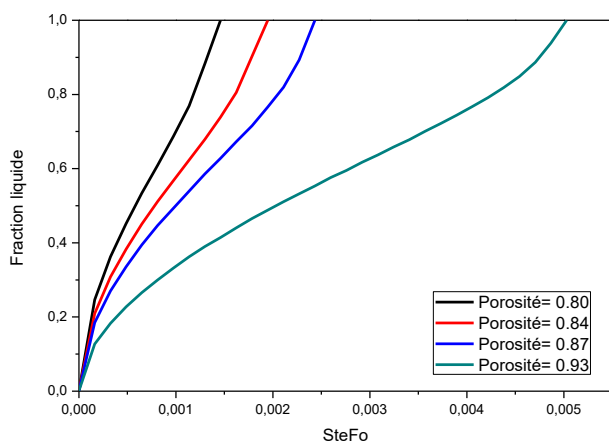


Figure 4 : Effet de la porosité sur la fusion

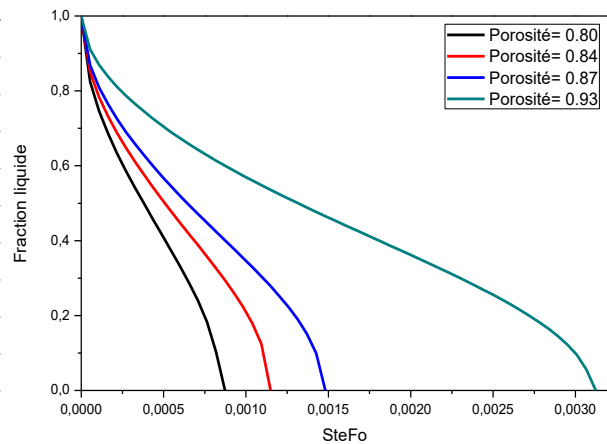


Figure 5 : Effet de la porosité sur la solidification

4.2.2. Effet de la densité des pores

Pour cette étude, nous avons étudié une mousse avec une porosité de 0.93. Quatre densités de pores ont été choisies : 5 PPI (Pores per inch), 10 PPI, 20 PPI et 40 PPI. La figure 6 présente l'évolution temporelle de la fraction liquide du MCP en fonction de la densité de pores. On constate que la fusion du MCP augmente avec la densité des pores. En effet une grande densité des pores signifie une surface de contact élevée, ce qui conduit à un meilleur échange d'énergie entre le MCP et la mousse. Nous constatons le même comportement lors de la solidification, figure 7.

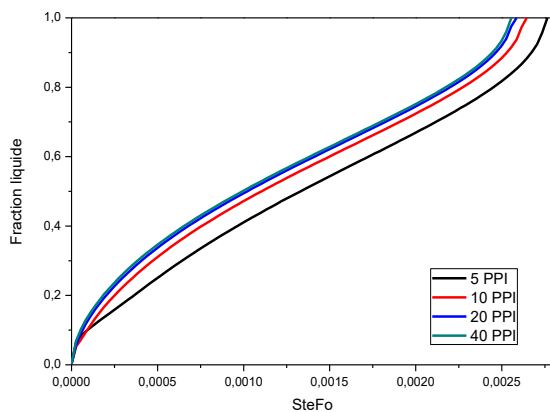


Figure 6 : Effet de la densité de pores sur le temps de fusion

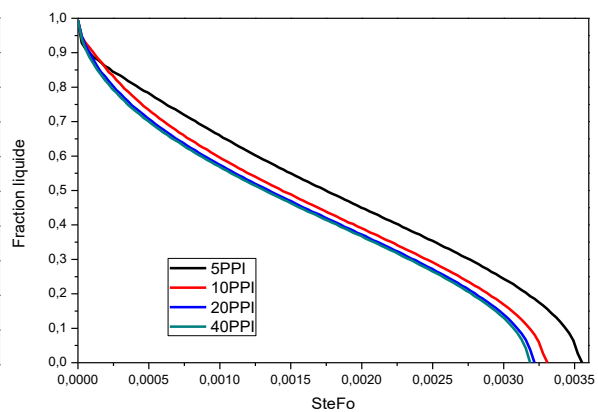


Figure 7 : Effet de la densité de pores sur le temps de solidification

4.3. Effet du type de mousse

En vue d'étudier l'effet de la conductivité thermique des mousses métalliques sur la cinétique de fusion du MCP, nous avons considéré trois types de mousses de même porosité (0.93) et densité de pores (40 PPI), Figure 8. Le travail entrepris consiste à étudier l'évolution de la fraction liquide en fonction du temps. D'après les résultats obtenus, la conductivité thermique des mousses influence fortement le mécanisme du transfert de chaleur durant la fusion et la solidification de MCP. On constate que la cinétique de fusion est plus rapide pour

le composite cuivre/MCP que pour le composite Nickel/MCP. On voit bien qu'après environ 1890 secondes, la totalité de MCP contenu dans la mousse de cuivre est fondue, contre seulement 60% dans la mousse aluminium et de 37% dans la mousse de nickel. D'après ses résultats, on peut conclure que la cinétique de stockage/déstockage est fortement dépendante de la conductivité thermique de la matrice.

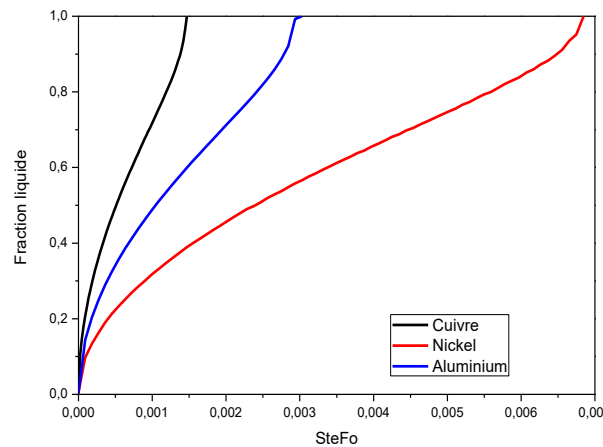


Figure 8 : Effet de la conductivité thermique des mousses sur la fusion du MCP

5. Conclusion et perspectives

Le problème du stockage et déstockage d'énergie thermique dans un composite mousse métallique/MCP a été abordé. Un modèle numérique a été présenté et validé par comparaison à des résultats expérimentaux et numériques issues de la littérature. La convection naturelle reste relativement faible lors de la fusion et la solidification. Les résultats ont démontré que la fusion et la solidification du MCP sont très sensibles à la conductivité thermique des mousses. La fusion et la solidification sont plus rapides pour une densité des pores plus élevée. Dans le cadre de ce projet, un dispositif expérimental est en cours de développement afin de valider les résultats numériques du modèle développé.

Références

- [1] A. Sharma, V.V. Tyagi, C.R. Chen, D. Buddhi, Review on thermal energy storage with phase change material and applications, *Renew. Sust. Energy Rev.* 13 (2) (2009) 318–345.
- [2] Pascal Henry Biwolé, Dominic Groulx, Farah Souayfane, Tim Chiud, Influence of fin size and distribution on solid-liquid phase change in a rectangular enclosure, *International Journal of Thermal Sciences* 124 (2018) 433–446
- [3] Gossard Didier, Karkri Mustapha, AlMaadeed Mariam A., Krupa Igor, A new experimental device and inverse method to characterize thermal properties of composite phase change materials, *Composite Structures* 133(2015) 1149-1159
- [4] C.Y. Zhao, W. Lu, Y. Tian, Heat transfer enhancement for thermal energy storage using metal foams embedded within phase change materials (PCMs), *Solar Energy* 84 (2010) 1402–1412
- [5] Zhenqian Chen, Dongyan Gao, Juan Shi, Experimental and numerical study on melting of phase change materials in metal foams at pore scale, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 72 (2014) 646–655.
- [6] Bofeng Shang, Jinyan Hu, Run Hu, Jingjing Cheng, Xiaobing Luo, Modularized thermal storage unit of metal foam/paraffin composite, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 125 (2018) 596–603.
- [7] S. Whitaker, *The Method of Volume Averaging*, vol. 13. Dordrecht: Springer Netherlands, 1999

- [8] Gau, C. and Viskanta, R., "Melting and Solidification of a Pure Metal on a Vertical Wall," *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME*, 1986(108) 174-181
- [9] Moussa Aadm, Mustapha Karkri, Mimoun El Hammouti, Heat transfer characteristics of thermal energy storage of a composite phase change materials: Numerical and experimental investigations, *Energy* 72 (2014) 381-392.
- [10] Boomsma K, Poulikakos D. On the effective thermal conductivity of a three dimensionally structured fluid-saturated metal foam. *Int J Heat Mass Tran* 2001; 44:827–36
- [11] Zukauskas AA. Convective heat transfer in cross-flow. In: Kakac S, Shah RK, Aung W, editors. *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. New York: Wiley; 1987
- [12] V. Calmidi, Transportation phenomena in high porosity fibrous metal foams, 1998, PhD thesis, University of Colorado.
- [13] Y. Zhao, C.Y. Zhao, Z.G. Xu, H.J. Xu, Modeling metal foam enhanced phase change heat transfer in thermal energy storage by using phase field method, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 99 (2016) 170–181
- [14] Y. Tian, C.Y. Zhao, A numerical investigation of heat transfer in phase change materials (PCMs) embedded in porous metals, *Energy* 36 (2011) 5539-5546

Modélisation du comportement thermo-hydrigue lors de la cuisson par contact d'un produit céréalier

Puvikkarasan JAYAPARGASAM¹, Tahar LOULOU¹, Pascal LE BIDEAU^{1*}

¹Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL

56100 Lorient

*(auteur correspondant : pascal.le-bideau@univ-ubs.fr)

Résumé - Cette communication porte sur la mise en œuvre de deux modèles mathématiques permettant de prédire les phénomènes de transfert de chaleur et de masse lors de la cuisson par conduction directe de produits céréaliers indéformables. Le premier modèle est un modèle purement diffusif (chaleur et masse) dans lequel le changement d'état liquide-vapeur est intégré via une fonction empirique. Le second modèle est posé en considérant le milieu comme un milieu poreux composé de 3 espèces (matière sèche, eau, air) et de 3 phases (solide, liquide, gazeux). Les réponses de ces modèles sont tout d'abord confrontées à des mesures expérimentales obtenues pour un essai type de cuisson par contact. Puis pour le modèle purement diffusif, une étude de faisabilité d'estimation des propriétés physiques est présentée.

Nomenclature

a_q	diffusivité thermique, m^2/s	T	température, K
a_m	diffusivité massique, m^2/s	u_g	vitesse de filtration, m/s
Bi	nombre de Biot thermique	U	teneur en eau en base sèche, kg/kg
Bi_m	nombre de Biot massique	<i>Symboles grecs</i>	
c_p	chaleur massique à pression constante, J/(kg.K)	ρ	masse volumique, kg/m^3
D	coefficient de diffusion massique, m^2/s	π	porosité
H	constante d'évaporation, 1/s	μ	viscosité dynamique, Pa.s
h_q	coefficient de transfert thermique, $W/(m^2.K)$	<i>Indices et exposants</i>	
h_m	coefficient de transfert massique, m/s	a	air/apparent
I_v	taux de changement de phase, $kg/(m^3.s)$	cr	critique
k	conductivité thermique, $W/(m.K)$	eff	effective
L	hauteur, m	g	gaz
L_v	chaleur latente, J/kg	l	liquide
n	densité de flux, $kg/(m^2.s)$ ou W/m^2	m	massique
P	pression, Pa	0	initial
S	saturation	q	thermique
t	temps, s	s	solide
		v	vapeur

1. Introduction

De nombreuses études ont été menées dans le domaine de la cuisson du pain et des gâteaux au cours des dernières décennies [1–5]. Cette grande quantité d'études s'explique par la nécessité d'améliorer notre compréhension sur les nombreux phénomènes physiques impliqués dans les processus de cuisson. La plupart de ces mécanismes se produisant simultanément, la détermination par voie expérimentale de la contribution de chaque phénomène sur la qualité du produit fini (expansion de la pâte, texture de la mie [6], coloration [7] . . .) s'avère particulièrement difficile. Aussi, des approches mathématiques ont été entreprises pour prédire les comportements thermiques, hydriques et mécaniques des produits de boulangerie et pour définir plus précisément l'interaction entre les phénomènes de transport et les changements de structure [8–10].

Les premiers modèles numériques ne supposaient que des transferts couplés de chaleur et de masse et considéraient que les transferts de masse étaient purement diffusifs sans tenir compte du transport de l'eau en raison des gradients thermiques et des gradients de pression. Parfois, le changement de phase liquide-vapeur dans le volume et le gonflement étaient négligés. Bien que simples, ces modèles fournissent une bonne représentation des profils de température et des évolutions de l'humidité moyenne au cours de l'étape de cuisson. D'autres approches de modélisation basées sur le transport polyphasique en milieu poreux ont été développées. Dans ces modèles, le milieu est supposé être composé de trois ou quatre espèces (pâte solide, eau, air et éventuellement dioxyde de carbone) et les espèces apparaissent en trois phases (solide, liquide et gazeux). Sur la base de cette approche, la pression de gaz à l'intérieur du produit peut être représentée. Le transport d'eau liquide et le transport de vapeur d'eau sont ainsi décrits en fonction des gradients de teneur en humidité, des gradients de température et des gradients de pression. Associée à des modèles mécaniques, la déformation du produit provoquée par les gradients de pression du gaz est prédite et fournit des informations sur les variations de porosité locales et donc sur la structure du produit. Cependant, ces modèles nécessitent la connaissance de nombreuses propriétés physiques telles que les coefficients de diffusion massique liquide et gazeux, les perméabilités intrinsèque et relative du milieu et d'autres propriétés thermiques telles que la conductivité thermique. La détermination expérimentale de ces propriétés reste difficile, aussi une estimation de ces caractéristiques par méthodes inverse à partir de mesures expérimentales (suivi des températures et de la teneur en eau moyenne) est une voie intéressante.

Cette communication porte sur la mise en œuvre de deux modèles mathématiques permettant de prédire les phénomènes de transfert de chaleur et de masse lors de la cuisson par conduction directe de produits céréaliers indéformables. Le premier modèle est un modèle purement diffusif (chaleur et masse) dans lequel le changement d'état liquide-vapeur est intégré via une fonction empirique. Le second modèle est posé en considérant le milieu comme un milieu poreux composé de 3 espèces (matière sèche, eau, air) et de 3 phases (solide, liquide, gazeux). Les réponses de ces modèles sont tout d'abord confrontées à des mesures expérimentales obtenues pour un essai type de cuisson par contact. Puis pour le modèle purement diffusif, une étude de faisabilité d'estimation des propriétés physiques est présentée. Les résultats obtenus sont ensuite analysés et discutés.

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 (figure 1). Les particularités de cette étude sont liées à l'épaisseur de la pâte (quelques millimètres) et au mode d'application où la pâte est étalée, à l'état liquide, sur une plaque chauffante. Dans cette configuration, le contact entre la surface chaude et la pâte est imparfait et varie dans les premiers instants de la cuisson. Aussi, un flux de chaleur est imposé à la frontière de la pâte pour représenter le transfert de chaleur à l'interface plaque chauffante / produit. Le problème est unidimensionnel selon l'épaisseur du produit. A l'interface produit - air environnant ($x = h$), les échanges de chaleur sont principalement de type convectif et radiatif. Ce milieu est considérée comme un milieu indéformable. Pour le premier modèle, les transports de chaleur et de masse au sein de la matière sont uniquement de type diffusif. Les variations de pression de gaz à l'intérieur du milieu sont négligés ici. Le changement d'état liquide - vapeur lié à l'évaporation au sein de la pâte est considéré dépendant de

la température et de la teneur en eau du produit. Pour le second modèle, la pression de gaz à l'intérieur du produit est représentée. Le transport d'eau liquide et le transport de vapeur d'eau sont ainsi décrits en fonction des gradients de teneur en eau et des gradients de pression.

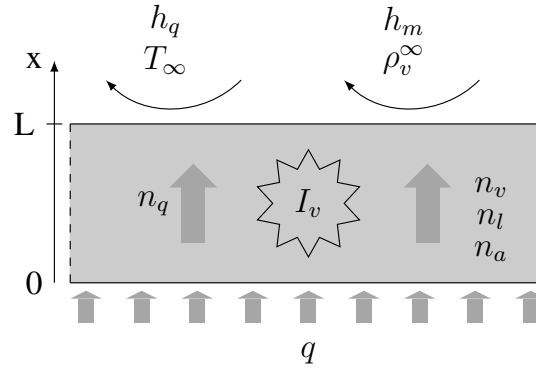


Figure 1 : Phénomènes physiques mis en jeu

2.2. Modèle purement diffusif

Les équations générales sont développées sur la base de la conservation de la masse (produit sec et eau liquide) et de la conservation de l'énergie.

$$\rho_s^a \frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{n}_l) - I_v \quad (1)$$

$$\rho_{eff} c_{p_{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{n}_q) - I_v L_v \quad (2)$$

Les transports de masse et de chaleur sont uniquement diffusifs (Lois de Fick et de Fourier), ce qui se traduit par : $\vec{n}_l = -\rho_s^a D_l \nabla U$ et $\vec{n}_q = -k_{eff} \nabla T$.

Le taux d'évaporation I_v est évalué à partir d'une combinaison de deux fonctions échelons dépendantes de la température (C_1) et de la teneur en eau (C_2) et du flux de chaleur Q traversant le milieu [11] :

$$I_v = C_1 C_2 \frac{Q}{L_v} \quad (3)$$

avec $C_1 = \frac{1}{1 + \exp(-T + 373.15)}$ et $C_2 = \frac{1}{1 + \exp(-U + U_{cr})}$

Dans la configuration étudiée, le changement d'état liquide - vapeur est supposé être un phénomène uniquement volumique (pas de changement d'état en surface libre). Aussi, les conditions aux limites appliquées sont les suivantes :

$$n_q = \begin{cases} q & : x = 0 \\ h_q(T(L, t) - T_\infty) & : x = L \end{cases} \quad (4)$$

$$n_l = 0 \quad : x = 0, L \quad (5)$$

Où h_q est un coefficient d'échange de chaleur global incluant les transferts convectifs et radiatifs.

2.3. Modèle transport polyphasique

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 :

$$\frac{\partial \rho_l S_l \pi}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{n}_l) = -I_v \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_v S_g \pi}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{n}_v) = I_v \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho_a S_g \pi}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{n}_a) = 0 \quad (8)$$

$$\rho_{eff} c_{p_{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g c_{p_g} T \vec{u}_g) = \nabla \cdot (\vec{n}_q) - I_v L_v \quad (9)$$

Le transport de l'eau sous sa phase gazeuse et de l'air est représenté via les lois phénoménologiques de Fick et de Darcy : $\vec{n}_v = -\rho_v \frac{k_g}{\mu_g} \nabla P_g - D_v \rho_g \nabla \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right)$ et $\vec{n}_a = -\rho_a \frac{k_g}{\mu_g} \nabla P_g - D_v \rho_g \nabla \left(\frac{\rho_a}{\rho_g} \right)$

Le taux d'évaporation I_v est évalué en considérant un non équilibre hydrique liquide-vapeur au sein du produit [12] :

$$I_v = H(\rho_v^{eq} - \rho_v) \quad (10)$$

Les conditions aux limites appliquées sont :

$$n_q = \begin{cases} q & : x = 0 \\ h_q(T(L, t) - T_\infty) & : x = L \end{cases} \quad (11)$$

$$n_l = \begin{cases} 0 & : x = 0 \\ h_m \pi S_l (\rho_v^i - \rho_{v_\infty}^i) & : x = L \end{cases} \quad (12)$$

$$n_v = \begin{cases} 0 & : x = 0 \\ h_m \pi S_g (\rho_v^i - \rho_{v_\infty}^i) & : x = L \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} n_a &= 0 & : x = 0 \\ \rho_{air}^i &= (P_0 - P_v)/(r_a T) & : x = L \end{aligned} \quad (14)$$

Où S_l et S_g sont respectivement les saturations en liquide et en vapeur et correspondent au ratio du volume de la phase par rapport au volume total du pore.

Le milieu est initialement à une température homogène T_0 et est homogène en teneur en eau U_0 .

Avant l'étape de résolution, les deux modèles sont adimensionnés en temps et en espace (non présentés ici). 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.

3. Résultats et discussion

3.1. Simulation d'une cuisson type

Les deux modèles sont testés dans une configuration type pour laquelle des données expérimentales issues de précédents travaux sont disponibles [13]. 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 a été préalablement estimée.

Propriétés	Valeur	Propriétés	Valeur	Propriétés	Valeur
L (mm)	8	t_{fin} (min)	20		
π (-)	0.76				
Conditions initiales					
U_0 (kg/kg)	1.57	T_0 (°C)	23	P_0 (Pa)	101325
Propriétés thermophysiques					
k_{eff} (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	0.3	c_{peff} (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	4000	ρ_{eff} (kg.m ⁻³)	1000
L_v (kJ.kg ⁻¹)	2500	D_v (m ² .s ⁻¹)	1.5×10^{-6}	D_v (m ² .s ⁻¹)	5×10^{-10}
Conditions aux limites					
RH (-)	0.45	T_a (°C)	21	q (kW.m ⁻²)	$0.3t^{-0.33}$
h_q (W.m ⁻² .K ⁻¹)	10	h_m (m.s ⁻¹)	$\frac{h_q}{\rho_a c_{pa}}$		

Tableau 1 : Données d'entrées des modèles

Les évolutions de températures et de la teneur en eau moyenne obtenues pour le modèle purement diffusif sont tracées sur les figures 2 (a) et (b). Les mesures expérimentales sont également reportées. Au contact de la sole chauffante ($x = 0$ mm), la température de la pâte croît rapidement sous l'effet des fortes densités de puissance transmises. Cette accroissement est relativement bien représenté par le modèle durant les premiers instants ($t < 100$ s) mais est sous-estimé par la suite. Cette erreur est principalement liée à la difficulté de représenter la teneur en eau locale. Expérimentalement, l'eau liquide contenue dans la pâte se vaporise rapidement ce qui provoque 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. Le modèle purement diffusif n'intégrant pas le transport d'humidité sous l'effet des gradients de pression sur-estime la teneur en eau locale ce qui conduit à un palier de température lié au changement d'état plus long. Les réponses simulées en température à cœur et en surface présentent quant à elles une bonne adéquation avec les mesures. Dans cette zone de la pâte, les températures étant plus basses ($T < 100$ °C), l'effet de la pression du gaz sur le transport de l'eau devient moins important au regard de la diffusion de l'eau sous l'effet des gradients de teneur en eau. L'évolution de la teneur en eau moyenne du produit est correctement appréhendée par le modèle durant toute la durée du processus.

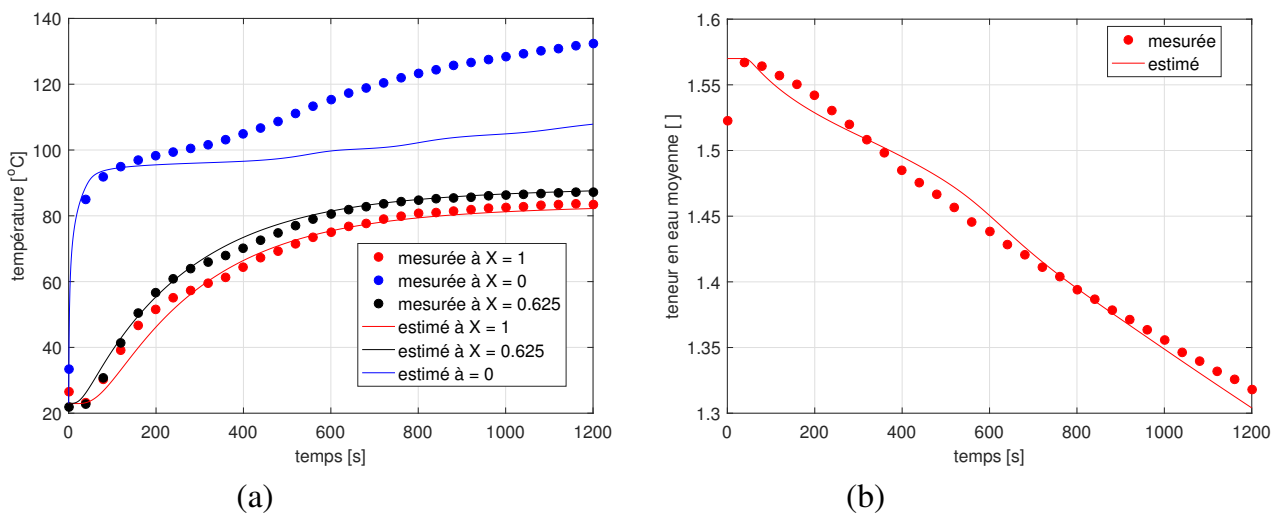


Figure 2 : Comparaison des évolutions des températures (a) et des teneurs en eau moyennes (b) mesurées et simulées (modèle I)

Les évolutions de températures et de la teneur en eau moyenne obtenues pour le modèle polyphasique sont tracées sur les figures 3 (a) et (b). Les mesures expérimentales sont également reportées. Ici, le comportement thermique de la pâte à proximité de la sole chauffante est bien prédit. Cela s'explique par le fait que le transport d'humidité lié aux gradients de pressions et de teneur en eau est bien pris en compte par ce modèle contrairement au modèle diffusif. Cependant, les allures et les niveaux des températures à cœur et en surface libre restent ici mal représentées. De même, l'évolution de la teneur en eau moyenne diffère de la mesure. Durant les 500 premières secondes, la cinétique simulée de perte de masse est plus lente que la cinétique expérimentale. Passé ce temps, la perte de masse simulée devient supérieure à la mesure.

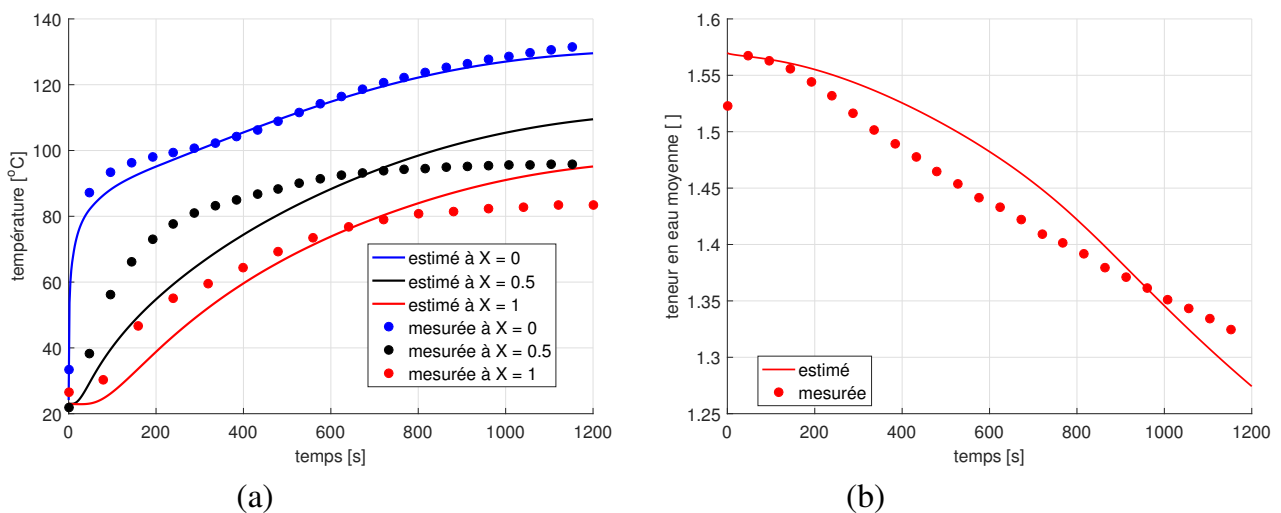


Figure 3 : Comparaison des évolutions des températures (a) et des teneurs en eau moyennes (b) mesurées et simulées (modèle II)

3.2. Sensibilités des propriétés thermophysiques

Le modèle diffusif est alors exploité pour quantifier l'impact des propriétés thermophysiques sur les réponses en température et en humidité. Pour le premier modèle, les paramètres adimen-

sionnés étudiés sont relatifs à la diffusivité thermique a_q^* , au coefficient de diffusion de l'eau liquide D_w^* , à la conductivité thermique k^* , aux échanges de chaleur en surface Bi , au changement d'état R_1 . L'observation est portée sur une température à cœur et sur la teneur en eau moyenne. Les sensibilités par rapport aux différents paramètres P_i sont alors définies comme suit :

$$X_{P_i} = \frac{\theta_j(P_1, P_2, \dots, P_i + \Delta P_i, \dots, P_n) - \theta_j(P_1, P_2, \dots, P_i - \Delta P_i, \dots, P_n)}{2\Delta P_i} \quad (15)$$

Pour cette étude, une variation de $\pm 1\%$ de la valeur du paramètre est appliquée. Les résultats sont présentés sur la figure 4 (a) et (b). Il est à noter que la température du milieu est globalement sensible aux valeurs des nombres de a_q^* , k^* et Bi mais reste peu influencée par les nombres D_w^* et R_1 . Dans une moindre mesure, la teneur en eau moyenne du produit est également impactée par une variation de ces mêmes nombres. Le nombre adimensionné a_q^* , qui traduit la diffusivité thermique du milieu, impacte logiquement les champs de températures mais également la teneur en eau moyenne du milieu. De même, le nombre k^* relatif à l'impact de la conductivité reste influant à la fois sur le comportement thermique mais également hydrique. Les évolutions des températures du milieu sont sensibles au nombre de Biot Bi mais celui-ci impacte peu le comportement hydrique du produit. Le nombre adimensionné R_1 quantifie quant à lui l'impact du changement d'état liquide-vapeur sur les réponses thermiques et hydriques. La teneur en eau moyenne est particulièrement sensible à la valeur de R_1 . A contrario, la diffusion massique liée aux gradients de teneurs en eau semble être peu influente, faible impact du nombre de D_w^* . 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 nombre D_w^* est trop limitée pour pouvoir envisager une estimation précise avec les sollicitations thermiques et hydriques imposées ici.

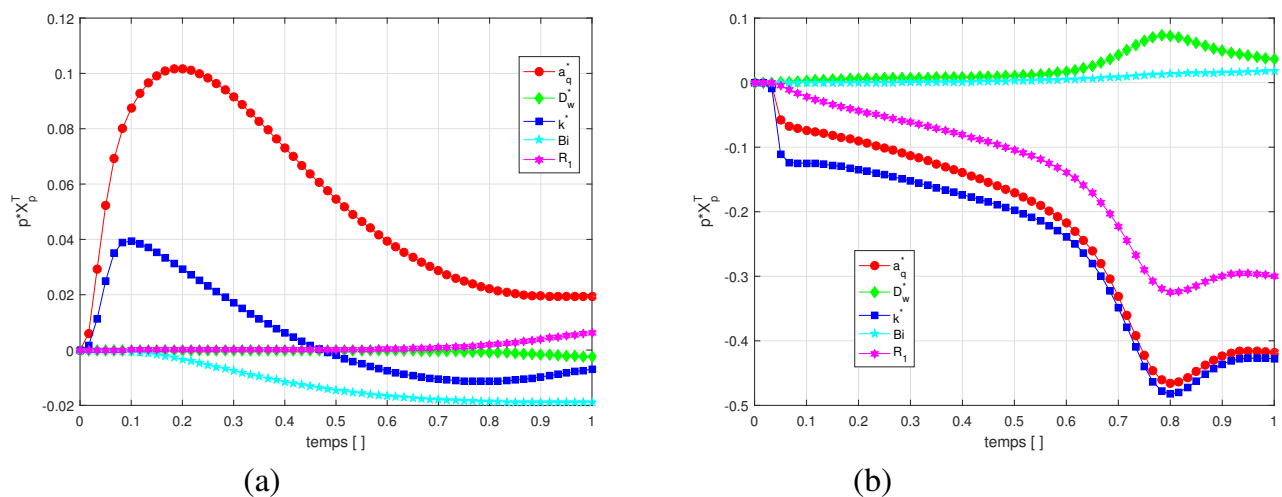


Figure 4 : Sensibilités de la température à cœur (a) et de la teneur en eau moyenne (b) vis à vis des paramètres (modèle I)

4. Conclusion

Deux modèles numériques basés sur une approche purement diffusif pour l'un et sur une approche type milieu poreux pour l'autre ont été développés. Des simulations réalisées dans le cas d'un cuisson type ont été réalisées. Le modèle diffusif bien que considérant des propriétés constantes, permet de prédire correctement le comportement thermique et hydrique du

milieu. A l'inverse, le modèle plus complet et donc plus représentatif des physiques mis en jeu ne permet de représenter les réponses attendues en températures et en humidité du produit. L'analyse des sensibilités a montré que les réponses en température et en humidité du modèle étaient impactées en premier lieu par la diffusivité et la conductivité thermique du milieu et par le changement d'état liquide - vapeur. 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.

Références

- [1] A. Mondal, A. K. Datta, Bread baking – A review, *Journal of Food Engineering*, 86 (2008) 465–474.
- [2] J. Zhang, A. K. Datta, Mathematical modeling of bread baking process, *Journal of Food Engineering*, 75 (2006) 78–89.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] B. Zanoni, S. Pierucci, C. Peri, Study of the bread baking process. II. Mathematical modelling, *Journal of Food Engineering*, 23 (1994) 321– 336.
- [6] F. M. Vanin, T. Lucas, G. Trystram, Crust formation and its role during bread baking, *Trends in Food Science & Technology*, 20 (2009) 333–343.
- [7] E. Purlis, V. O. Salvadori, Modelling the browning of bread during baking, *Food Research International*, 42-7 (2009) 865-870.
- [8] J. Zhang, A. K. Datta, S. Mukherjee, Transport processes and large deformation during baking of bread. *AIChE J.*, 51 (2005) 2569–2580.
- [9] V. Nicolas, P. Glouannec, J.-P. Ploteau, P. Salagnac, V. Jury, Experiment and multiphysics simulation of dough baking by convection, infrared radiation and direct conduction, *International Journal of Thermal Sciences*, 115 (2017) 65-78.
- [10] 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.
- [11] D. Papasidero, F. Manenti, S. Pierucci, Bread baking modeling : Coupled heat transfer and weight loss by the introduction of an explicit vaporization term, *Journal of Food Engineering*, 147 (2015) 79 - 88.
- [12] A. Ousegui, C. Moresoli, M. Dostie, B. Marcos, Porous multiphase approach for baking process - Explicit formulation of evaporation rate, *Journal of Food Engineering*, 100 (2010) 535-544.
- [13] S. Marc, Etude expérimentale et numérique d'un procédé de cuisson par contact direct, Thèse de doctorat : Sciences pour l'ingénieur, Université Bretagne Sud, 2017.
- [14] 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 5

Couplages multiphysiques

Simulation multiphysique de la synthèse et l'expansion d'une mousse phénolique bio-sourcée : validation expérimentale et étude paramétrique.	213
Convection thermique générée par le chauffage inductif d'une phase dispersée	221
Effet d'une déformation extensionnelle sur la cinétique de cristallisation de polymères semi-cristallins	231
Couplage conducto-convecto-radiatif par échantillonnage de chemins : un parallèle avec les chemins de multi-diffusions en transfert radiatif	239

Simulation multiphysique du moussage d'une résine phénolique/furanique biosourcée: comparaison avec l'expérience, et étude paramétrique.

Zélie Marie, Vincent Nicolas*, Alain Celzard, Vanessa Fierro

Institut Jean Lamour, UMR CNRS-Université de Lorraine n°7198
 ENSTIB, 27 rue Philippe Seguin, BP 21042, 88051 Epinal Cedex 9, France

*auteur correspondant : vincent.nicolas@univ-lorraine.fr

Résumé - La formulation de résines phénoliques/furaniques biosourcées a permis de préparer, à l'échelle laboratoire, des mousses thermodurcissables prometteuses pour l'isolation thermique du bâtiment. Afin de mieux comprendre le couplage des phénomènes liés à la polymérisation, comme les échanges thermiques et la rhéologie, l'expansion de ces mousses a été simulée à travers un modèle numérique multiphysique 2D axisymétrique à maillage mobile, intégrant les bilans de conservation de masse, d'énergie et de mouvement. La comparaison avec quelques résultats expérimentaux et la conduite d'une étude paramétrique ont permis de valider l'approche choisie dans cet article.

Nomenclature

Symboles grecs

ΔH_{poly}	Enthalpie de polymérisation, J.kg ⁻¹
ε	Fraction volumique m ³ .m ⁻³ _{total}
η	Viscosité dynamique, Pa.s
λ	Conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
ξ	Taux de conversion, adimensionnel
ρ	Masse volumique apparente, kg.m ⁻³
$\bar{\tau}$	Tenseur de contraintes visqueuses

Symboles latins

C_p	Capacité thermique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
E_a	Energie d'activation, J.mol ⁻¹
\vec{g}	Accélération de la pesanteur, m.s ⁻²
H	Enthalpie volumique, J.m ⁻³
h_c	Coefficient de transfert thermique par convection, W.m ⁻² .K ⁻¹
\bar{I}	Matrice identité
K	Fonction de changement de phase, kg.m ⁻³ .s ⁻¹
k_i	Facteur pré-exponentiel, s ⁻¹
L	Chaleur latente de vaporisation, J.kg ⁻¹
n	Exposant de polymérisation
P	Pression, Pa

\vec{Q}	Flux de chaleur par conduction, J.m ⁻² .s ⁻¹
R	Constante des gaz parfaits, J.mol ⁻¹ .K ⁻¹
r	Coordonnée radiale, m
T	Température, K
t	Temps, s
\vec{u}	Vitesse, m.s ⁻¹

Indices

0	initial
air	air
atm	atmosphérique
c	convection
DE	éther diéthylique
g	phase gazeuse
l	phase liquide
ref	référence
s	phase solide

Exposants

a	apparente
i	intrinsèque

1. Introduction

Les mousses thermodurcissables traditionnelles telles que celles de type polyuréthane ou phénolique trouvent de nombreuses applications dans divers secteurs grâce à leurs propriétés thermiques, acoustiques et mécaniques [1,2]. Afin de concurrencer ces matériaux produits à

partir de matières pétrochimiques, des alternatives biosourcées ont été proposées, et notamment à partir de tanins, des extraits végétaux bon marché, renouvelables et non toxiques [3–5]. Les caractéristiques chimiques, thermiques et mécaniques des mousses de tanin ont en particulier démontré leur potentiel pour l'isolation du bâtiment [6–8]. Différentes formulations ont alors été mises au point pour optimiser leurs performances et ainsi tenter de remplacer des matériaux traditionnels moins vertueux. Mais si ces essais à l'échelle laboratoire sont très encourageants, de nombreuses étapes restent encore à franchir avant d'envisager une industrialisation, et à terme une commercialisation sur le marché des mousses rigides. Afin de connaître les mécanismes intervenant dans leur processus de synthèse et d'expansion, et d'anticiper les répercussions de ces mécanismes sur la production de grands volumes à l'échelle industrielle, un modèle numérique a été créé sous Comsol Multiphysics version 5.3a, incorporant les couplages entre thermique, rhéologie et polymérisation. Dans ce travail, nous avons validé ce modèle multiphysique avec des valeurs expérimentales.

2. Matériaux et méthodes

2.1. Formulation de la mousse

Dans le cadre de ce travail, il a été choisi de se consacrer à une formulation standard pour la préparation d'une mousse rigide à base de tanins suivant le protocole décrit dans un précédent travail [9]. Les extraits de tanins ont été fournis par la société SilvaChimica (St. Michele Mondovi, Italy) qui les commercialise sous la marque FINTAN-OP. Issu de mimosa (*Acacia Mearnsii*), il s'agit d'un tanin condensé de type flavonoïde, parfois qualifié de « résorcine naturelle ». C'est donc un très bon bio-substitut pour la préparation d'une résine phénolique. Le tanin est d'abord solubilisé dans l'eau sous agitation mécanique avant d'y incorporer l'alcool furfurylique et le formaldéhyde. Après homogénéisation du mélange, l'agent moussant (éther diéthylique) et un catalyseur acide (acide paratoluène sulfonique) sont successivement ajoutés sous agitation continue. Ce dernier permet d'amorcer après quelques secondes les réactions fortement exothermiques d'autocondensation de l'alcool furfurylique et de sa co-réaction avec le tanin. Le dégagement de chaleur fait monter la température de la résine au-delà du point d'ébullition de l'agent moussant, dont le changement de phase est le moteur de l'expansion. La résine adopte alors une structure cellulaire au fur et à mesure de la formation des bulles de gaz. En parallèle, la réaction du formaldéhyde avec la matrice polyphénolique la réticule et rigidifie ainsi la structure en expansion. Ce renforcement des propriétés mécaniques se poursuit après la fin des réactions exothermiques, durant le refroidissement du matériau.

2.2. Protocole expérimental et méthode de mesure

Pour valider la méthodologie de simulation, des résultats expérimentaux ont été comparés avec ceux issus du modèle numérique. Le protocole appliqué suit la formulation citée précédemment [9], qui avait été étudiée dans un appareil FOAMAT model 281 (Format Messtechnik GmbH, Karlsruhe, Germany). Pour ce faire, la résine liquide avait été introduite dans un cylindre cartonné de 100 mm de diamètre dans lequel la polymérisation et l'expansion avaient eu lieu. Un suivi de la température au sein de la matière d'une part, à l'aide d'un thermocouple de type K placé à 18mm de la base du moule, et de la hauteur de la mousse en expansion d'autre part, grâce à un capteur à ultrason en mode écho, avait alors été réalisé en continu.

3. Présentation du modèle multiphysique

Pour élaborer ce modèle, on considère la mousse comme un matériau poreux homogène défini par trois fractions. Les fractions liquide et gazeuse, désignées respectivement par les indices l et g , sont composées uniquement de l'éther diéthylique liquide ou gazeux. La fraction solide, désignée par l'indice s , regroupe quant à elle les autres constituants de la formulation sous forme liquide en début de réaction, et qui se polymériseront peu à peu jusqu'à former la matrice therm durcissable.

3.1. Equations du modèle

Le modèle 2D axisymétrique repose sur le calcul de six variables à chaque instant t : les masses volumiques apparentes de chaque phase (liquide, solide et gazeuse) ; la température ; la vitesse d'expansion ; et le taux d'avancement (ou de conversion) de la polymérisation [10–12]

3.1.1. Conservation de la masse

Le suivi de l'évolution des quantités des espèces définies plus haut est calculé grâce aux trois équations de conservation de la masse données ci-dessous pour les masses volumiques apparentes en solide, liquide et gaz à chaque instant t .

$$\frac{\partial \rho_{DE,l}^a}{\partial t} + \frac{1}{r} \vec{\nabla} \cdot r(\rho_{DE,l}^a \vec{u}) = K_{DE} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_{DE,g}^a}{\partial t} + \frac{1}{r} \vec{\nabla} \cdot r(\rho_{DE,g}^a \vec{u}) = -K_{DE} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_s^a}{\partial t} + \frac{1}{r} \vec{\nabla} \cdot r(\rho_s^a \vec{u}) = 0 \quad (3)$$

K_{DE} est le terme de changement de phase de l'agent moussant, dépendant d'une fonction $f(T)$ passant d'une valeur de 1 sous la température de changement de phase à une valeur de 0 au-delà :

$$K_{de} = -\rho_{DE,l;0}^a \frac{\partial f(T)}{\partial t} \quad (4)$$

3.1.2. Conservation de l'énergie

L'évolution de la température est calculée à partir de l'équation de conservation de l'énergie suivante :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{r} \vec{\nabla} \cdot r(\vec{Q} + H\vec{u}) = 0 \quad (5)$$

$$\text{avec} \quad \vec{Q} = -\lambda \vec{\nabla} T \quad \text{et} \quad H = H_{DE,l} + H_{DE,g} + H_s \quad (6)$$

Les enthalpies de chaque fraction sont développées en fonction des capacités thermiques C_p , de la contribution du changement de phase avec la chaleur latente de vaporisation associée $L_{DE}^{l \rightarrow g}$, de la polymérisation avec le taux de conversion ζ et l'enthalpie de polymérisation correspondant à la présente formulation ΔH_{poly} , et de la température. L'équation générale peut donc être définie comme :

$$\left(\sum_{i=DE,g;DE,l;s}(\rho_i^a c_{p,i})\right) \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \vec{\nabla} \cdot r(-\lambda \vec{\nabla} T + H \vec{u}) = -(T - T_{ref}) \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{i=DE,g;DE,l;s}(\rho_i^a c_{p,i})\right) - L_{DE}^{l \rightarrow g} \frac{\partial \rho_{DE,g}}{\partial t} - \Delta H_{poly} \left(\rho_s^a \frac{\partial \xi}{\partial t} + \xi \frac{\partial \rho_s}{\partial t}\right) \quad (7)$$

3.1.3. Conservation de la quantité de mouvement

La vitesse d'expansion locale a été déterminée par application de l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un milieu visqueux. Cette équation inclut donc l'accélération de la pesanteur, \vec{g} , le comportement visqueux de la matrice polymère avec $\bar{\tau}$ le tenseur de contrainte visqueuse, η la viscosité dynamique, la pression P au sein de la structure poreuse, et ρ la masse volumique totale :

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{r} \vec{\nabla} \cdot r \left(\eta (-(\vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \vec{u}^t) + \frac{2}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \bar{I}) + (P - P_{atm}) \bar{I} + \rho \vec{u} \vec{u} \right) = \rho \vec{g} \quad (8)$$

3.1.4. Polymérisation

Une équation de polymérisation a été implémentée dans la simulation basée sur une polymérisation de Kamal [12,13]. Elle décrit l'évolution du taux de conversion ξ telle que :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = k_i \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) (1 - \xi)^n \quad (9)$$

3.2. Paramètres en jeu

De nombreux paramètres pour préciser les couplages liés à la polymérisation, à la thermique et à la rhéologie interviennent dans le modèle et sont regroupés dans le Tableau 1.

Paramètre	Définition
Fractions volumiques des phases solide, liquide ou gazeuse ε_j , avec $j \in (s, l, g)$	$\varepsilon_j = \frac{\rho_j^a}{\rho_j^i}$ (10)
Masse volumique totale ρ	$\rho = \rho_s^a + \rho_l^a + \rho_g^a$ (11)
Conductivité thermique λ [7,14–16]	$\lambda = \varepsilon_s \lambda_s + \varepsilon_l \lambda_{DE,l} + \varepsilon_g \lambda_{DE,g}$ (12)

Tableau 1 : Principaux paramètres du modèle

Une étude bibliographique sur la viscosité de la résine phénolique en formation a été menée et a mis en évidence les contributions de l'avancement de la polymérisation, de la température et de la porosité pour des matériaux similaires [11,12,17]. En première approche, une fonction de type sigmoïde a été utilisée, qui dépend du taux de conversion ξ (Figure 1). Cette fonction permet de considérer un état liquide (faible viscosité) et un état solide (forte viscosité) en fonction du taux de conversion, et avec un seuil de bascule à 0.35 adapté de la bibliographie (Figure 1).

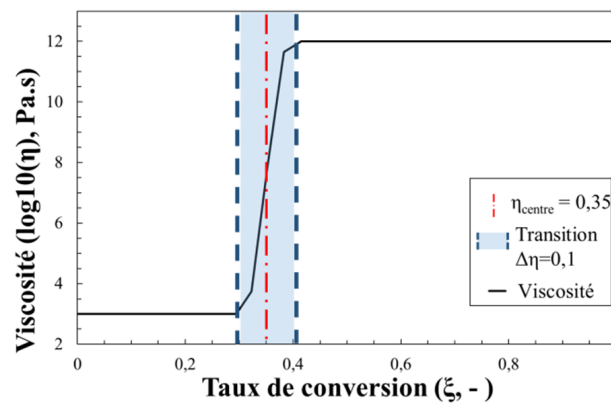


Figure 1 : Définition de la viscosité en fonction du taux de conversion d'après la bibliographie.

3.3. Conditions aux limites et géométrie

Les simulations présentées dans les sections suivantes ont été réalisées avec le logiciel commercial Comsol Multiphysics v5.3a. La formulation est considérée au départ sous la forme d'un cylindre modélisé par une approche 2D axisymétrique (Figure 2). Ce cylindre devient alors un rectangle de 13,5 mm × 50 mm auquel on applique un maillage mobile ALE (arbitrary Lagrangian-Eulerian) qui suit les déformations susceptibles de s'appliquer sur le matériau au cours du temps. Comme présenté en Figure 3, des forces sont créées sur le côté extérieur droit pour considérer l'effort exercé par les parois du moule. Seule la frontière supérieure est laissée libre pour permettre les déformations. En outre, les frontières en contact avec les conditions atmosphériques T_{air} et P_{atm} sont soumises à des échanges thermiques avec l'extérieur par convection et par rayonnement, mais sans échange de masse.

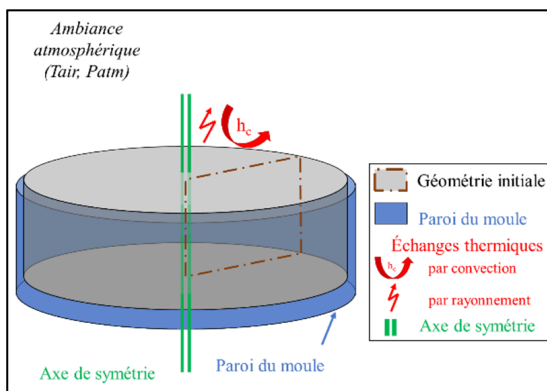


Figure 2 : Représentation 3D de la formulation à l'instant initial

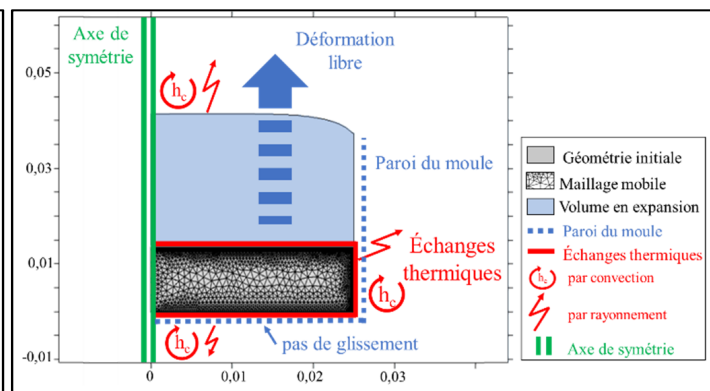


Figure 3 : Conditions aux limites appliquées à la géométrie sous Comsol Multiphysics version 5.3a

4. Présentation des résultats

4.1. Comparaison avec le modèle

La Figure 4 présente les températures simulée (ligne continue) et expérimentale (carrés) à 18 mm de la base du moule en fonction du temps. Dans les deux cas, les courbes présentent des allures similaires avec deux phases caractéristiques : une hausse rapide de la température jusqu'à 85°C avant une lente diminution par pertes thermiques jusqu'à atteindre la température ambiante. La simulation surestime la température maximale et sous-évalue celle de la phase de refroidissement. La Figure 5 montre les expansions relatives du matériau simulée (ligne continue) et expérimentale (carrés). Tout d'abord, le mélange réagit sans variation de volume ; puis une forte expansion se produit jusqu'à obtention du volume

maximal. La comparaison en temps de la température et de l'expansion suggère que ces grandeurs sont liées mais pas exactement synchronisées, comme aussi illustré par la Figure 6 qui montre le moussage en géométrie 2D. Une première phase est caractérisée par une augmentation de la température au sein de la formulation qui reste encore liquide et qui se déforme peu. La réaction exothermique faisant intervenir l'alcool furfurylique dissipe sa chaleur au mélange. Ce dernier se réchauffe alors progressivement jusqu'à atteindre la température théorique de vaporisation de l'agent moussant. La deuxième phase, l'expansion, commence alors : la température interne supérieure à la température d'ébullition de l'éther entraîne son changement de phase de liquide à gaz. L'augmentation de la fraction volumique en gaz et de la pression interne agissent comme le moteur de l'expansion avec la création d'un nombre croissant de bulles dans la résine. Le matériau croît jusqu'à son volume maximal lorsque que tout l'éther a été vaporisé. A ce stade, la température augmente modestement car l'énergie est principalement absorbée par le changement de phase (jusqu'à 75 s en Figure 6 **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Lorsque ce dernier est complet, le processus rentre dans sa troisième phase. L'excédent de chaleur dégagé par les réactions qui se poursuivent toujours contribue à une augmentation de la température de la matrice polymère (à 180 s en Figure 6). La Figure 4 montre d'ailleurs clairement que le pic de température arrive après le maximum d'expansion vu en Figure 5. La mousse se stabilise et se rigidifie alors, tandis que les réactions exothermiques se terminent. Le matériau rentre alors dans sa dernière phase, le refroidissement de sa structure par pertes thermiques.

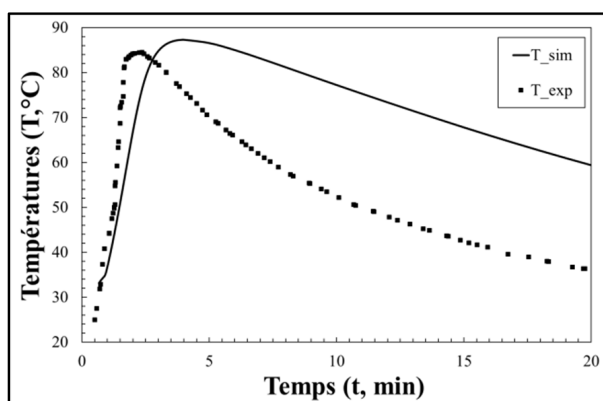


Figure 4: Evolution des températures simulée T_{sim} (ligne continue) et expérimentale T_{exp} (carrés)

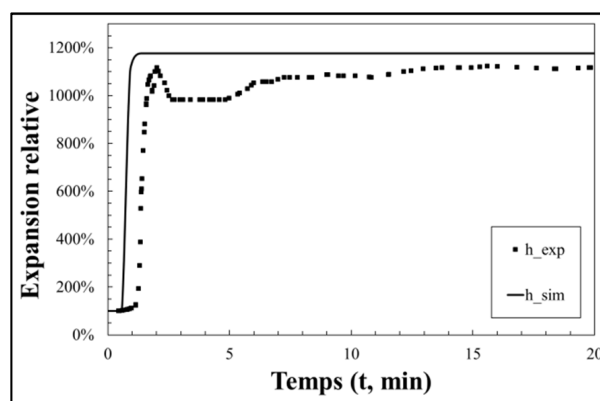


Figure 5 : Evolution des expansions relatives simulée H_{sim} (ligne continue) et expérimentale H_{exp} (carrés)

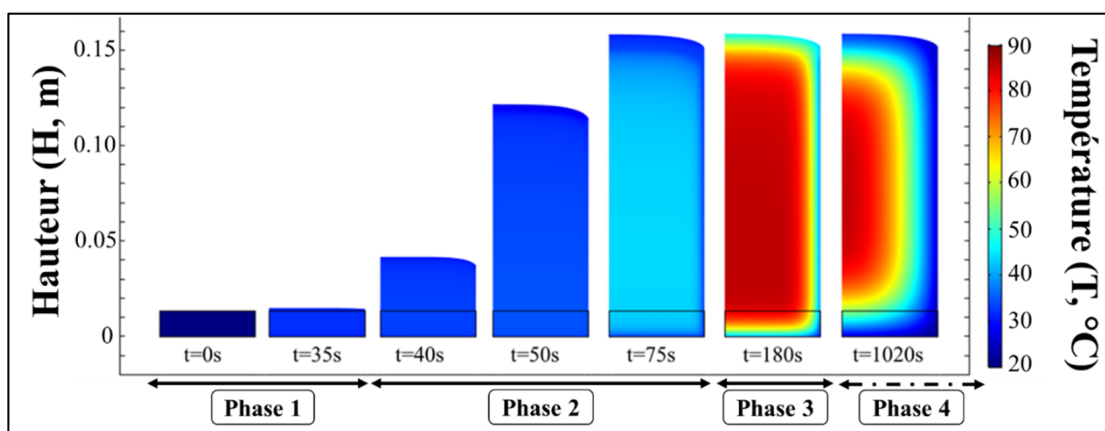


Figure 6 : Evolution de la hauteur et de la température en cours de moussage (vue 2D de la simulation)

Le modèle répond de manière satisfaisante en simulant les principales étapes constitutives du processus de moussage. Néanmoins, les différences observées entre calculs et expérience

peuvent provenir des nombreuses approximations faites dans cette première approche. Par exemple, les valeurs utilisées dans les équations de polymérisation et de viscosité proviennent de la bibliographie. Des études spécifiques aux résines de tanins sont en cours pour compléter le modèle existant. D'autre part, les cellules de gaz créées au sein de la matrice sont supposées fermées, c'est-à-dire qu'elles ne communiquent ni entre elles ni avec l'extérieur. Mais, il est habituel que la croissance des bulles de gaz amincisse les parois des pores, créant des fenêtres entre elles et donc de la connectivité. Cette ouverture des pores permet un transfert massique de l'éther au travers la mousse et ainsi vers l'extérieur. Tous ces phénomènes ne sont pas pris en compte mais contribuent aux équilibres définis plus haut.

4.2. Etude paramétrique sur la viscosité

Afin de comprendre l'impact de la viscosité sur la simulation globale, une étude de sensibilité a été réalisée en faisant varier la valeur de centrage η_{centre} de la fonction implémentée (Figure 1). Trois cas sont alors présentés dans les paragraphes suivants (Figure 7). L'étude de sensibilité révèle que l'évolution des températures pour les trois simulations est la même. Le comportement thermique du matériau ne change pas et suit l'évolution présentée en Figure 4. La Figure 8, quant à elle, met en évidence l'impact de la viscosité sur la mousse finale. On peut observer que plus la valeur de η est faible, moins la mousse croît. En effet, bien que la polymérisation se déroule avec la même intensité dans les trois cas, plus tôt sera figée la structure polymère, plus faible sera sa hauteur finale. Cette étude rapide montre assez clairement qu'il sera primordial pour la suite du développement du modèle de chercher à mesurer cette propriété de viscosité et à l'adapter à notre matériau.

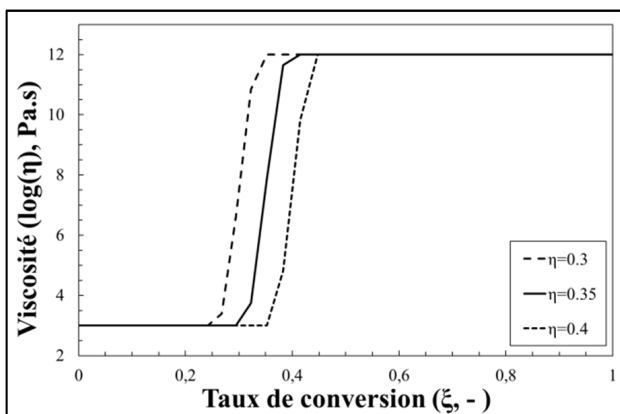


Figure 7 : Evolution de la viscosité en fonction du taux de conversion

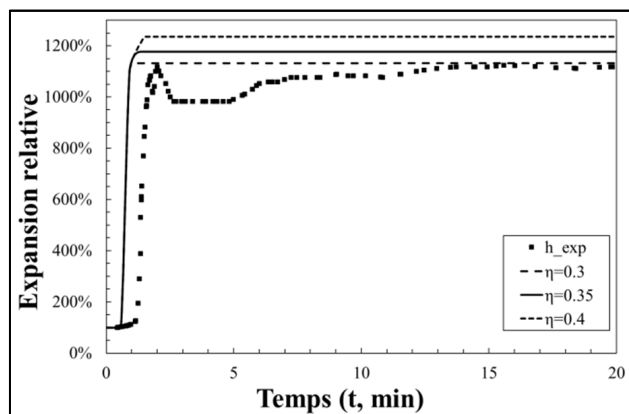


Figure 8 : Evolution de la hauteur sur l'étude de sensibilité

5. Conclusion

Ce travail présente un modèle multiphysique 2D axisymétrique avec un maillage mobile avec le logiciel Comsol Multiphysics 5.3a, simulant l'expansion d'une mousse phénolique/furanique. Ce modèle a permis de valider l'approche par bilans massiques, thermiques et mécaniques, et de souligner les couplages entre les réactions de polymérisation, les contributions thermiques et le comportement mécanique du matériau. Bien que des tendances se dégagent nettement sur l'impact du changement de phase de l'agent moussant par augmentation de la température interne et par conséquent de la pression interne, la validation expérimentale nécessite l'intégration de phénomènes supplémentaires tels que les transferts de masse par ouverture des pores et le rayonnement interne, ainsi que l'estimation plus précise des lois de polymérisation et de viscosité de la résine.

6. Références

- [1] V. Srivastava, R. Srivastava, On the polymeric foams: modeling and properties, *Journal of Materials Science*. 49 (2014) 2681–2692. doi:10.1007/s10853-013-7974-5.
- [2] M. Szycher, *Szycher's Handbook of Polyurethanes*, IInd Edition, CRC Press Taylor & Francis Group, LLC, 2013.
- [3] A. Celzard, A. Szczurek, P. Jana, V. Fierro, M.-C. Basso, S. Bourbigot, M. Stauber, A. Pizzi, Latest progresses in the preparation of tannin-based cellular solids, *Journal of Cellular Plastics*. 51 (2015) 89–102. doi:10.1177/0021955X14538273.
- [4] G. Tondi, A. Pizzi, R. Olives, Natural tannin-based rigid foams as insulation for doors and wall panels, *Maderas. Ciencia y Tecnología*. 10 (2008) 219–227. doi:10.4067/S0718-221X2008000300005.
- [5] G. Tondi, W. Zhao, A. Pizzi, G. Du, V. Fierro, A. Celzard, Tannin-based rigid foams: A survey of chemical and physical properties, *Bioresource Technology*. 100 (2009) 5162–5169. doi:10.1016/j.biortech.2009.05.055.
- [6] C. Lacoste, M.C. Basso, A. Pizzi, M.-P. Laborie, A. Celzard, V. Fierro, Pine tannin-based rigid foams: Mechanical and thermal properties, *Industrial Crops and Products*. 43 (2013) 245–250. doi:10.1016/j.indcrop.2012.07.039.
- [7] C. Lacoste, A. Pizzi, M.-P. Laborie, A. Celzard, Pinus pinaster tannin/furanic foams: Part II. Physical properties, *Industrial Crops and Products*. 61 (2014) 531–536. doi:10.1016/j.indcrop.2014.04.034.
- [8] G. Tondi, A. Pizzi, Tannin-based rigid foams: Characterization and modification, *Industrial Crops and Products*. 29 (2009) 356–363. doi:10.1016/j.indcrop.2008.07.003.
- [9] M.C. Basso, A. Pizzi, A. Celzard, Dynamic Foaming Behaviour of Polyurethane vs Tannin/Furanic Foams, *Journal of Renewable Materials*. 1 (2013) 273–278. doi:10.7569/JRM.2013.634125.
- [10] P. Ferkl, M. Karimi, D.L. Marchisio, J. Kosek, Multi-scale modelling of expanding polyurethane foams: Coupling macro- and bubble-scales, *Chemical Engineering Science*. 148 (2016) 55–64. doi:10.1016/j.ces.2016.03.040.
- [11] I.E. Ireka, D. Niedziela, K. Schäfer, J. Tröltzsch, K. Steiner, F. Helbig, T. Chinyoka, L. Kroll, Computational modelling of the complex dynamics of chemically blown polyurethane foam, *Physics of Fluids*. 27 (2015) 113102. doi:10.1063/1.4935788.
- [12] R.R. Rao, L.A. Mondy, D.R. Noble, H.K. Moffat, D.B. Adolf, P.K. Notz, A level set method to study foam processing: a validation study: A level set method to study foam processing: a validation study, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 68 (2012) 1362–1392. doi:10.1002/fld.2671.
- [13] M.R. Kamal, S. Sourour, Kinetics and thermal characterization of thermoset cure, *Polymer Engineering & Science*. 13 (1973) 59–64.
- [14] X. Li, J. Wu, Q. Dang, Thermal Conductivity of Liquid Diethyl Ether, Diisopropyl Ether, and Di-*n*-butyl Ether from (233 to 373) K at Pressures up to 30 MPa, *Journal of Chemical & Engineering Data*. 55 (2010) 1241–1246. doi:10.1021/jc900615b.
- [15] R.G. Vines, L.A. Bennett, The Thermal Conductivity of Organic Vapors. The Relationship between Thermal Conductivity and Viscosity, and the Significance of the Eucken Factor, *The Journal of Chemical Physics*. 22 (1954) 360–366. doi:10.1063/1.1740075.
- [16] L. Lefebvre, R. Keunings, Finite element modelling of the flow of chemically reactive polymeric liquids, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. 20 (1995) 319–334.
- [17] F. Dimier, N. Sbirrazzuoli, B. Vergnes, M. Vincent, Etude rhéocinétique d'un système polyuréthane, in: 37ème Congrès Du Groupe Français de Rhéologie, Groupe français de Rhéologie, 2002: pp. 6–pages. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00579411/> (accessed December 12, 2016).

Convection thermique générée par le chauffage inductif d'une phase dispersée.

Sébastien RENAUDIERE DE VAUX^{1,2,3}, Julien GUILLOU^{1,2}, Rémi ZAMANSKY^{1*}, Wladimir BERGEZ¹, Philippe TORDJEMAN¹, Jean-François HAQUET², Pascal PILUSO²

¹ Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), Université de Toulouse, CNRS - Toulouse, France

² CEA, DEN/DTN/SMTA/LMAG - Cadarache, 13115 Saint-Paul-lez-Durance, France

³ Saint-Gobain Research Paris, 39 quai Lucien Lefranc 93303 Aubervilliers, France (Affiliation présente)

*(auteur correspondant : remi.zamansky@imft.fr)

Nomenclature

r_p	Rayon de la particule, m	<i>Symboles grecs</i>	
B_o	Amplitude caractéristique du champ magnétique, T	ν	Viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
H_o	Taux de chauffage du système, $K.s^{-1}$	β	Coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
t	Temps, s	μ_0	Perméabilité électromagnétique du vide, $4\pi.10^{-7}H.m^{-1}$
C_v	Capacité calorifique massique du liquide, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	τ	Temps caractéristique, s
C_p	Capacité calorifique massique des particules, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
v_p	vitesse des particules, $m.s^{-1}$	φ	Fraction volumique
u	vitesse du fluide, $m.s^{-1}$	<i>Nombres sans dimension</i>	
T	Température, K	St	Nombre de Stockes
g	Accélération de la gravité, $m.s^{-2}$	St_{th}	Nombre de Stockes thermique
l_o	Longueur caractéristique, m	Fr	Nombre de Froude
N_p	Nombre de particules	Pr	Nombre de Prandtl
n	Densité en nombre de particules	C_M	Coefficient de masse ajoutée
w	Pulsation, $rad.s^{-1}$	C_L	Coefficient de portance

Résumé - Dans ce travail, on considère des particules métalliques baignant dans une phase non conductrice et soumises à un champ magnétique harmonique en temps et variant lentement en espace. Un modèle analytique de couplage permet de déterminer les forces et couples agissant sur les particules, ainsi que la puissance électromagnétique dissipée dans celles-ci. Les particules agissent alors comme des sources locales et mobiles de quantité de mouvement et de flottabilité pour la phase porteuse. Nous proposons une simulation numérique directe de cet écoulement avec une approche lagrangienne pour les particules. Ces simulations permettent d'augmenter la compréhension de l'hydrodynamique d'un bain de corium prototypique chauffé par induction électromagnétique.

1. Introduction

Les écoulements turbulents multiphasiques soumis à la fois au gradient de température et au champ magnétique sont fréquemment rencontrés dans diverses applications industrielles telles que l'agitation électromagnétique dans les procédés métallurgiques [1], le contrôle des flux électromagnétiques lors de la croissance de cristaux semi-conducteurs [2, 3], ainsi que dans le développement de batteries en métal liquide pour le stockage d'énergie fixe à court terme

et à grande échelle [4, 5]. Un autre exemple important concerne les études liées à la sûreté nucléaire : Afin d'étudier la dynamique d'un bain de corium résultant d'un accident nucléaire grave, les essais Vulcano ICB [6] proposent de simuler la puissance résiduelle issue de la fission des noyaux d'uranium par un chauffage inductif. Le corium n'est pas homogène, il est constitué d'une phase porteuse (béton, oxyde d'uranium et de zirconium) ainsi que de gouttelettes métalliques de taille centimétrique. Il y a ainsi plusieurs ordres de grandeur de différence en conductivité entre ces deux phases.

Dans ce contexte, nous étudions une suspension diluée de particules métalliques immergées dans un liquide non conducteur et soumises à un champ magnétique alternatif. Dans cette situation, les courants électriques induits dans chaque particule interagissent avec le champ appliqué, ce qui entraîne une force de Lorentz (et éventuellement un couple) agissant sur les particules. Plus spécifiquement, les champs magnétiques alternatifs à haute fréquence sont utilisés pour léviter ou déplacer des sphères dans un milieu non conducteur [7, 8]. De plus, le chauffage par effet Joule se produit dans les particules [9, 7]. Les conséquences du chauffage de la suspension peuvent induire une convection thermique dans la phase de support, comme souligné par H.K. Moffatt [7] : "this would be an unconventional and rather dramatic method of heating the liquid!". En conséquence, la phase porteuse pourrait être mise en mouvement du fait de la traînée et du réchauffement (forçage de la flottabilité) de la suspension métallique. En ajustant correctement le champ magnétique, la force de Lorentz peut compenser la gravité et annuler le tassement de la suspension. Un tel problème pour une suspension de particules dans un écoulement rampant a été étudié à la fois théoriquement [7] et expérimentalement [8]. Une expérience récente et complémentaire de [10] s'est concentrée sur le forçage aléatoire des grosses particules magnétiques immergées dans l'eau. Cependant, les effets de chaleur causant des sources locales de flottabilité et ses interactions avec les fluctuations turbulentes du champ de vitesse restent inexplorés. Par ailleurs, il existe une littérature abondante sur les effets des concentrations préférentielles et la formation de grappes de particules plus lourdes que la phase porteuse provoquée par des écoulements turbulents [11, 12, 13].

La question est donc d'analyser comment la formation d'une inhomogénéité dans une telle suspension peut apparaître du fait des interactions hydrodynamiques entre les deux phases soumises au champ magnétique alternatif. En effet, la phase métallique dispersée soumise au champ magnétique alternatif est une réalisation intéressante et originale d'un forçage localisé générant un écoulement par l'émergence d'un comportement collectif. Etant donné que ce dernier répondrait à une telle auto-organisation des particules (en raison de la modification du transfert de chaleur en interphase), nous étudions la formation de grappes et la transition de grappes par des simulations numériques. Nous utilisons le suivi lagrangien et l'approximation de particules ponctuelles pour la modélisation de la phase dispersée métallique. Dans ce cadre, l'équation dynamique des particules est complétée afin de prendre en compte à la fois la force de Lorentz et la source de chaleur générée par le champ magnétique appliqué.

Dans ce travail, nous présentons d'abord le modèle avec les hypothèses nécessaires pour effectuer les simulations numériques de la dynamique des deux phases. Deuxièmement, nous discutons des trois régimes différents observés lorsque la concentration en particules varie.

2. Hypothèses et modélisation du système

Afin d'étudier la dynamique de la suspension, considérons un liquide newtonien chargé de particules métalliques N_p et confiné dans une boîte périodique dans les directions horizontales. Nous imposons que le mur au sommet soit rigide, conducteur thermique, transparent électri-

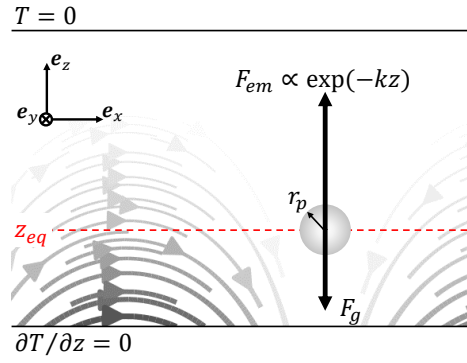


Figure 1 : Schéma du système étudié à l'équilibre statique : des particules électriquement conductrices sont immergées dans un liquide non conducteur confiné entre deux parois horizontales, et sont soumises à un champ magnétique harmonique.

quement et soit maintenu à une température constante dans nos simulations. La paroi inférieure rigide est thermiquement et électriquement isolante et conduit à une condition limite adiabatique pour le flux thermique. Le fluide est soumis à la gravité et les interactions avec les particules sont décrites ci-dessous. Enfin on ne considère pas de variation d'énergie thermique dans les particules. (Fig. 1)

Comme dans [7], nous imposons un champ magnétique harmonique spécifique, qui se propage dans le liquide à partir de la paroi inférieure :

$$\mathbf{B}_0 e^{-i\omega t} = -A \begin{pmatrix} \sin kx \\ 0 \\ \cos kx \end{pmatrix} e^{-kz - i\omega t}, \quad (1)$$

avec A l'amplitude et k le nombre d'onde. Le champ magnétique induit une boucle de courant dans chaque particule, caractérisée par le moment dipolaire \mathbf{m} . Suivant [7, 9], le dipôle magnétique dépend du rayon de la particule r_p et de la polarisabilité magnétique $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$:

$$\mathbf{m} = \frac{4\pi}{\mu_0} \alpha r_p^3 \mathbf{B}_0 \quad (2)$$

Ce champ magnétique a les propriétés de générer une force $\mathbf{F}_{em} = \mathbf{m} \cdot \nabla \mathbf{B}_0$ et une source de chaleur $\Phi_p = \mathbf{m} \cdot \frac{d\mathbf{B}}{dt}$ indépendantes de la direction horizontale (x, y), et décroissantes de manière exponentielle par rapport à la direction verticale. Dans cette étude, nous supposons une séparation d'échelle entre le temps de l'écoulement et les temps caractéristiques magnétiques ($\tau_\omega / \tau_0 \ll 1$, avec τ_0 la plus petite échelle de temps hydrodynamique) [7, 3]. Par conséquent, \mathbf{F}_{em} et Φ_p sont moyennés sur la période magnétique :

$$\mathbf{F}_{em} = -\frac{2\pi}{\mu_0} r_p^3 \alpha_r A^2 k^3 e^{-2kz} \mathbf{e}_z, \quad (3)$$

$$\Phi_p = \frac{2\pi}{\mu_0} r_p^3 \alpha_i \omega A^2 k^2 e^{-2kz}. \quad (4)$$

En négligeant les transferts de chaleur, on obtient une position d'équilibre z_{eq} des particules par l'équilibre des forces de flottabilité et de lévitation électromagnétique :

$$0 = (\rho_p - \rho_f) \mathbf{g} + \mathbf{F}_{em}(z_{eq}), \quad (5)$$

où ρ_p et ρ_f sont la densité des particules et du fluide, respectivement. La gravité \mathbf{g} est opposée à la direction z (voir Fig 1).

Nous introduisons ensuite le taux de chauffage caractéristique du fluide H_0 provenant de la chaleur dégagée par une particule située à $z = z_{eq}$:

$$H_0 = n\Phi_p(z = z_{eq})/\rho_f C_v, \quad (6)$$

avec C_v la capacité calorifique du liquide et n la densité en nombre de particules. En supposant que la particule soit en équilibre thermique, les échelles de temps et de longueur hydrodynamiques peuvent être obtenues à partir de l'équilibre entre la flottabilité et les forces visqueuses [14] :

$$\tau_0 = (\beta g H_0)^{-2/5} \nu^{1/5}, \quad (7)$$

$$l_0 = (\beta g H_0)^{-1/5} \nu^{3/5}, \quad (8)$$

où β est le coefficient de dilatation thermique du liquide et ν sa viscosité cinématique.

L'équation dynamique sans dimension pour les particules représente le poids, les forces hydrodynamiques, comme [15], et est complétée par la force de lévitation électromagnétique introduite ci-dessus :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = & -\frac{\mathbf{v}_p - \mathbf{u}}{St} - \frac{\rho_f}{\rho_p} C_L (\mathbf{v}_p - \mathbf{u}) \times \boldsymbol{\Omega} + \frac{\rho_f}{\rho_p} C_M \left[\frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} \right] \\ & + \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \frac{1}{Fr^2} \mathbf{e}_z + \mathbf{F}_{em}, \end{aligned} \quad (9)$$

avec C_M le coefficient de masse ajouté, C_L le coefficient de portance pour lequel l'expression d'une particule sphérique est donnée dans [16, 17].

Le nombre de Stokes $St = \frac{2\rho_p r_p^2}{9\rho_f \nu \tau_0}$, le nombre de Froude $Fr = \frac{l_0/\tau_0^2}{\tau_0 g (\rho_f - 1)}$, et $\mathbf{F}_{em} = \frac{3\tau_0^2}{2\rho_p l_0} \frac{\alpha_r A^2 k^3}{\mu_0} e^{-kz} \mathbf{e}_z$ son adimensionné par l_0 , τ_0 et la masse de la particule.

L'équation de température des particules sans dimension est donnée par l'équilibre entre le flux magnétique déposé dans les particules et l'échange thermique avec le fluide :

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{T - T_p}{St_{th}} + \frac{1}{\varphi} \frac{\rho_f C_v}{\rho_p C_p}, \quad (10)$$

où C_p est la capacité thermique spécifique des particules, $St_{th} = St \frac{3PrC_p}{2C_v}$ est le nombre de Stokes thermique, Pr est le nombre de Prandtl et φ est la fraction de volume des particules. En supposant que le temps de relaxation thermique soit petit (c'est-à-dire $\lim_{St_{th} \rightarrow 0} St_{th} \frac{dT_p}{dt} = T - T_p + \frac{r_p^2 Pr}{3\varphi \nu \tau_0} = 0$). On considère ainsi que l'équilibre thermique de la particule avec son environnement est atteint instantanément.

En ce qui concerne la phase continue, le mouvement du fluide est décrit par les équations de

Navier-Stokes, de continuité et de la chaleur, sous forme non dimensionnelle :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + T \mathbf{e}_z + \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{\rho_p \varphi}{\rho_f N_p} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{f}_{p \rightarrow f} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p), \quad (11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \frac{1}{Pr} \Delta T + \frac{1}{C} \sum_{p=1}^{N_p} \Phi_{p \rightarrow f} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_p), \quad (13)$$

avec $C = nl_0^3$ la concentration de particules non dimensionnelle. L'équation (11) représente la force de flottabilité. Dans (11) et (13), $\mathbf{f}_{p \rightarrow f}$ et $\Phi_{p \rightarrow f}$ correspondent aux trois premiers termes et au premier terme du côté droit de (9) et (10), respectivement. Par conséquent, la distribution des particules impose les sources de quantité de mouvement et de chaleur.

Pour analyser les résultats des simulations numériques, il est important de résumer les principales hypothèses et leurs conséquences sur les équations présentées ci-dessus. Premièrement, la phase continue incompressible est transparente au champ magnétique et se caractérise par un nombre de Prandtl égal à un. Deuxièmement, la fraction volumique des particules métalliques sphériques est suffisamment petite pour négliger les interactions directes entre particules telles que les collisions ou les interactions dipolaires magnétiques. Leur rayon r_p est suffisamment petit pour que $Re_p = \frac{|\mathbf{u} - \mathbf{v}_p| 2r_p}{\nu} \ll 1$ en cohérence avec (9). Parce que $r_p \ll l_0$, l'échelle hydrodynamique est beaucoup plus grande que le diamètre des particules et que les effets des particules sur le fluide sont locaux et sont modélisés par les fonctions delta de Dirac dans (11) et (13). La densité de particules est réglée en fonction de la magnitude du champ magnétique afin d'avoir à la fois une position d'équilibre z_{eq} bien au-dessus de la paroi inférieure et un mouvement de particule entraîné par le fluide. Pour une valeur réaliste de \mathbf{B}_0 , le rapport de densité est proche de un ($\rho_p \gtrsim \rho_f$) et $St \ll 1$ et $St_{th} \ll 1$. Par conséquent, les particules sont en équilibre thermique et mécanique avec les fluides dans leur environnement immédiat et $\mathbf{u} \sim \mathbf{v}_p$.

3. Simulations numériques et discussion

Des simulations numériques directes (DNS) sont effectuées pour une suspension de particules contenues dans une boîte de rapport d'aspect $\Gamma = L_x/L_z = L_y/L_z$. Quinze DNS sont étudiées pour $10^1 \leq N_p \leq 10^3$, $1 \leq \Gamma \leq 2$, ce qui correspond à $0, 1 \leq C \leq 3.0$ et des nombres de Froude compris entre 1.6×10^{-3} et 3.1×10^{-3} , comme résumé par la figure 2.

Les équations (11) - (13) sont discrétisées sur un maillage décalé avec une approche à volume fini. Les dérivées spatiales sont calculées avec un schéma du second ordre et nous utilisons le schéma semi-implicite de Crank-Nicolson pour le terme visqueux et un schéma de Runge-Kutta à trois étapes pour l'intégration temporelle. Nous utilisons le code JADIM déjà largement utilisé et validé pour les configurations d'écoulements laminaires et turbulents diphasiques (voir par exemple [18], [19]). Les fonctions delta de Dirac sont régularisées par des fonctions gaussiennes [14]. Le calcul de (9) et (10) nécessite d'interpoler la température et la vitesse du fluide, ainsi que ses dérivées temporelles et spatiales à la position de chaque particule. Nous avons utilisé un schéma d'interpolation linéaire (précision du second ordre). L'intégration temporelle de (9)-(10) est basée sur un schéma de Runge-Kutta du troisième ordre avec un pas de temps dédié égal à un cinquième du temps de relaxation de la particule.

Les conditions initiales des simulations correspondent à un fluide initialement au repos ensemené aléatoirement avec N_p particules, la température du fluide et des particules est fixée à T_1 .

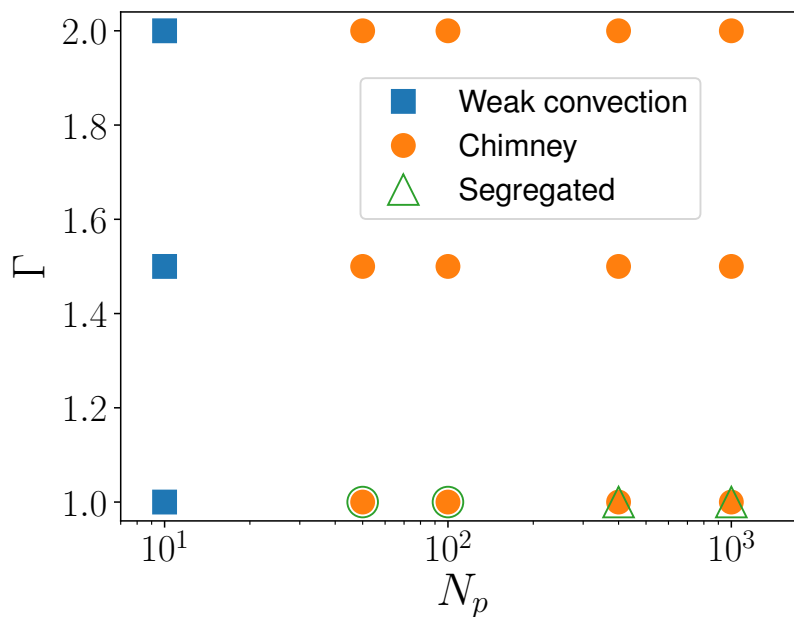


Figure 2 : Espace des paramètres des simulations numériques présentées.

Lors d'une première phase les particules situées au-dessus de z_{eq} sédimentent vers leur position d'équilibre tandis que celles situées en dessous de z_{eq} y sont poussées.

Ensuite, il va se former autour de chaque particule un panache thermique, et comme illustré sur la figure 3, le mouvement de fluide et des particules résultant dépend fortement de N_p . Pour $N_p = 10$, l'interaction entre les panaches n'est pas suffisante pour déclencher le mouvement des particules à grande échelle. Seules les particules proches se rassemblent, mais elles restent à leur position d'équilibre statique z_{eq} . Au contraire, pour $N_p \geq 400$ et $Fr = 3.1 \times 10^{-3}$, les particules génèrent une grande recirculation qui piège les particules près de la paroi inférieure, bien au-dessous de leur position d'équilibre. Pour une concentration intermédiaire ($N_p = 100$), nous observons que les particules se rassemblent lentement et se réorganisent dans une cheminée, ce qui déclenche la circulation des particules dans tout le domaine, contrairement aux deux autres régimes. Dans ce régime de cheminée, les particules créent un cœur chaud de fluide ascendant qui assure l'ascension de ces particules. Au sommet, la colonne est refroidie par la paroi supérieure (dont la température est imposée) et le fluide devient plus dense que son environnement et redescend.

La description qualitative de ces trois régimes est confirmée par les profils verticaux de la concentration moyenne en particules présentés sur la figure 4. On voit que pour le régime dilué, les particules se concentrent autour de leur position d'équilibre. Pour le régime intermédiaire, les particules restent majoritairement concentrées autour de z_{eq} , mais une proportion significative de particules peut être trouvée jusqu'au sommet du domaine. Dans le cas le plus concentré, on observe que les particules se retrouvent majoritairement localisées au voisinage de la paroi inférieure.

Pour $N_p = 10$ et $N_p \geq 400$ (et $Fr = 3.1 \times 10^{-3}$), un pic est observé : à z_{eq} et près de $z = 0$ respectivement. La concentration moyenne est nulle partout ailleurs, ce qui montre l'absence de mobilité verticale des particules pour des concentrations faibles ou fortes. Aux concentrations intermédiaires, au contraire, la circulation des particules dans les cheminées

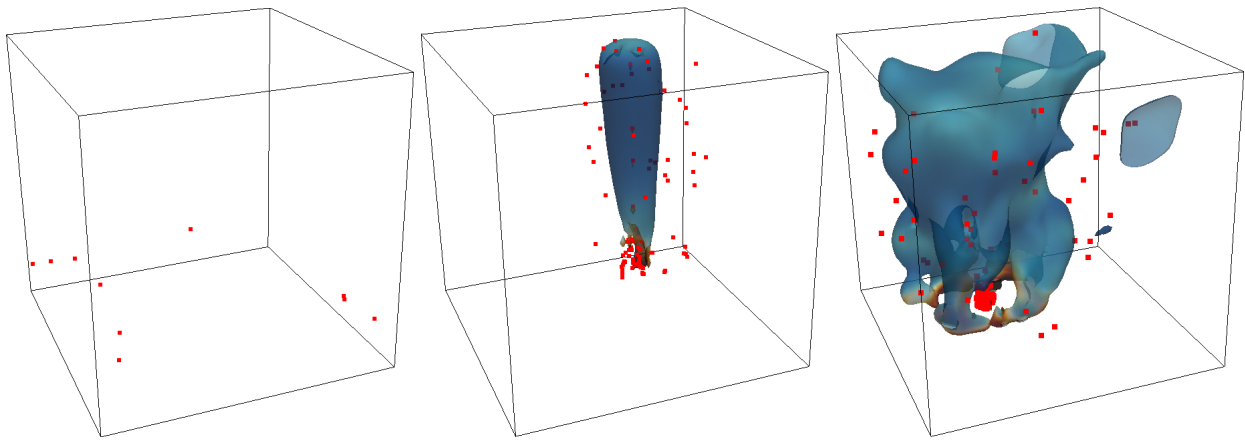


Figure 3 : Visualisation instantanée montrant un isocontour de $W = 25$, coloré par la température, pour (a) $N_p = 10$, (b) $N_p = 100$ et (c) $N_p = 1000$.

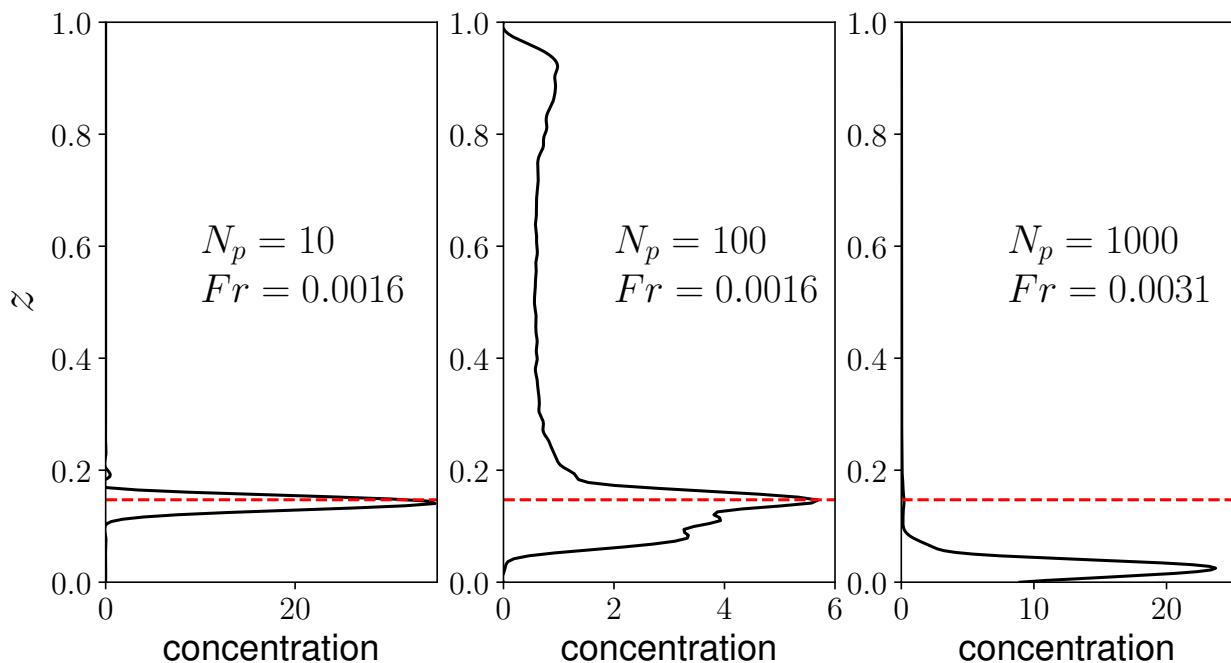


Figure 4 : Profil vertical moyen de concentration correspondant aux visualisations (a) - (c) de la figure 3. La ligne rouge représente $z = z_{eq}$.

induit une concentration moyenne non nulle pour $z_{eq} \leq z \leq 1$, avec néanmoins un maximum à z_{eq} . Cette figure met ainsi en évidence que pour des régimes de concentration intermédiaires (de l'ordre de $C = 1$) la capacité de mélange est fortement augmentée.

4. Conclusion

Dans ce travail, on considère des particules métalliques baignant dans une phase non conductrice et soumises à un champ magnétique harmonique en temps et variant lentement en espace. Un modèle analytique de couplage permet de déterminer les forces et couples agissant sur les particules, ainsi que la puissance électromagnétique dissipée dans celles-ci. Les particules

agissent alors comme des sources locales et mobiles de quantité de mouvement et de flottabilité pour la phase porteuse. Nous proposons des simulations numériques directes de cet écoulement avec une approche lagrangienne pour les particules en prenant en compte les forces de traînée, de masse ajoutée, de portance, de flottabilité et d'origine électrodynamique, ainsi que la production de chaleur dans les particules et les échanges thermiques entre les deux phases. Nous avons identifié différents régimes d'écoulement originaux issus de la dynamique collective entre les particules chauffées. Les deux paramètres essentiels sont le rapport de densité entre les particules et la phase porteuse et la concentration en particules. Pour des particules plus dense que le fluide, la position d'équilibre se rapproche de la paroi inférieure et sont de moins en moins entraînées par le mouvement du fluide. Pour de faibles concentrations, les particules se répartissent de façon quasiment homogène dans un plan horizontal dont la hauteur est donnée par l'équilibre entre les forces de lévitation électromagnétique et de poids, ce qui conduit à l'établissement de structure classique de convection naturelle. Pour les concentrations importantes, on observe que les particules se regroupent autour d'un attracteur situé proche de la paroi basse et qu'un panache thermique est issue de cet amas de particules. Pour les concentrations intermédiaires, on observe que les particules ont toujours tendance à se concentrer, mais présentent une forte mobilité et qu'elles sont éjectées de façon intermittente en suivant les panaches thermiques qu'elles ont contribué à créer.

Références

- [1] E. Taberlet and Y. Fautrelle. Turbulent stirring in an experimental induction furnace. *J. Fluid Mech.*, 159 :409–431, 1985.
- [2] P. A. Davidson. Magnetohydrodynamics in materials processing. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 31(1) :273–300, 1999.
- [3] René Moreau. *Magnetohydrodynamics*. Springer, Dordrecht, 1990.
- [4] Yuxin Shen and Oleg Zikanov. Thermal convection in a liquid metal battery. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 30(4) :275–294, Dec 2015.
- [5] W. Herreman, C. Nore, L. Cappanera, and J.-L. Guermond. Tayler instability in liquid metal columns and liquid metal batteries. *J. Fluid Mech.*, 771 :79–114, Apr 2015.
- [6] Ch. Journeau, P. Piluso, J.F. Haquet, S. Saretta, E. Boccaccio, and J.M. Bonnet. Oxide-metal corium-concrete interaction test in the vulcano facility. *Proceedings of ICAPP*, 2007.
- [7] H. K. Moffatt. On the behaviour of a suspension of conducting particles subjected to a time-periodic magnetic field. *J. Fluid Mech.*, 218 :509–529, 9 1990.
- [8] R. Bolcato, J. Etay, Y. Fautrelle, and H. K. Moffatt. Electromagnetic billiards. *Phys. Fluids*, 5(7) :1852–1853, 1993.
- [9] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, and L.P. Pitaevskii. *Course of Theoretical Physics, Vol. 8, Electrodynamics of Continuous Media*. Pergamon Press, 2nd edition, 1984.
- [10] Eric Falcon, Jean-Claude Bacri, and Claude Laroche. Dissipated power within a turbulent flow forced homogeneously by magnetic particles. *Physical Review Fluids*, 2(10) :102601, 2017.
- [11] Romain Monchaux, Mickael Bourgoïn, and Alain Cartellier. Analyzing preferential concentration and clustering of inertial particles in turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, 40 :1–18, 2012.

- [12] K. D. Squires and J. K. Eaton. Preferential concentration of particles by turbulence. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(5) :1169–1178, 1991.
- [13] A. Dejoan and R. Monchaux. Preferential concentration and settling of heavy particles in homogeneous turbulence. *Physics of Fluids*, 25(1) :013301, 2013.
- [14] R. Zamansky, F. Coletti, M. Massot, and A. Mani. Turbulent thermal convection driven by heated inertial particles. *J. Fluid Mech.*, 809 :390–437, 2016.
- [15] A. Chouippe, E. Climent, D. Legendre, and C. Gabillet. Numerical simulation of bubble dispersion in turbulent Taylor-Couette flow. *Physics of Fluids*, 26 :043304, 2014.
- [16] Dominique Legendre and Jacques Magnaudet. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 368 :81–126, 1998.
- [17] Dominique Legendre and Jacques Magnaudet. A note on the lift force on a spherical bubble or drop in a low-reynolds-number shear flow. *Physics of Fluids*, 9(11) :3572–3574, 1997.
- [18] Jacques Magnaudet, Mayela Rivero, and Jean Fabre. Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. part 1. steady straining flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 284 :97–135, 1995.
- [19] S. Rawat, A. Chouippe, R. Zamansky, D. Legendre, and E. Climent. Drag modulation in turbulent boundary layers subject to different bubble injection strategies. *Computers & Fluids*, 2018.

Effet d'une déformation extensionnelle sur la cinétique de cristallisation de polymères semi-cristallins

Juliana AMIRDINE¹, Nicolas LEFEVRE¹, Julien AUBRIL¹, Teodor BURGHELEA¹, Nicolas BOYARD¹

¹Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes
Rue Christian Pauc – 44306 Nantes Cedex 3
UMR 6607 – CNRS/Université de Nantes

L'écoulement extensionnel de polymère fondu est un phénomène important dans de nombreux procédés de mise en forme de polymères thermoplastiques semi-cristallins. Lors de leur refroidissement, cet écoulement va en effet fortement favoriser et accélérer la cristallisation, impactant donc les propriétés de la pièce finale. Grâce au dispositif commercial extensionnel SER (Sentmanat Extensional Rheometer) que nous avons amélioré et de la construction d'un nouveau rhéomètre extensionnel inspiré du MTR (Münstedt Tensile Rheometer), la cristallisation pendant et après extension d'un thermoplastique semi-cristallin est étudiée.

Nomenclature

T	Température, °C	D	Diamètre, m
ε_H	Déformation Hencky	L_0	Longueur initial, m
$\dot{\varepsilon}_H$	Taux de déformation Hencky, s ⁻¹	L	Longueur, m
η_E^+	Viscosité extensionnelle, Pa.s	Ω	Vitesse de rotation, tr/min
F	Force, N	R	Rayon tambour, m

1. Introduction

Les procédés de mise en forme comme le soufflage de film, l'extrusion ou le moulage par injection sont largement utilisés pour transformer les thermoplastiques. Lors de la phase de refroidissement, le polymère passe de l'état fondu à l'état solide par cristallisation. Ce changement de phase a généralement lieu dans des conditions de refroidissement rapide et parfois sous pression. Le polymère fondu est également soumis à des conditions d'écoulement, induisant des contraintes de cisaillement et/ou d'extension. Les conditions de cristallisation vont alors directement impacter les propriétés mécaniques et optiques de la pièce finale. Cela explique donc l'intérêt scientifique pour comprendre et décrire le couplage entre la cinétique de cristallisation et l'écoulement. De nombreuses études se focalisent sur ce couplage, majoritairement dans le cas du cisaillement. Cependant, il existe très peu d'études sur le couplage entre la cinétique de cristallisation et l'écoulement extensionnel. L'un des verrous réside dans la difficulté de générer et contrôler l'extension d'un matériau de manière homogène et pur, c'est-à-dire sans générer de cisaillement. Les dispositifs existants ne permettent pas de pouvoir suivre la cinétique de cristallisation au cours de l'écoulement extensionnel. Actuellement, un seul dispositif commercial permet de réaliser de l'extension sur les polymères fondus : le Sentmanat Extensional Rheometer (SER). Bien qu'il soit adaptable à un rhéomètre rotatif, ce dernier ne permet pas une déformation uniforme de l'échantillon. De plus, la visualisation de l'échantillon est impossible dans sa configuration standard car le dispositif est inséré dans un four. Deux autres dispositifs, celui de Meissner [1] et celui de Münstedt [2], s'avèrent être de meilleurs dispositifs en terme d'uniformité de l'extension créée; néanmoins ces derniers ne sont pas commercialisés. L'étude de l'extension sur des fluides newtoniens ou

viscoélastiques est également possible grâce au dispositif commercial Capillarity Break up Rheometry (CABER-ThermoFischer Scientific), cependant ce dispositif n'est pas adapté aux polymères fondus.

L'objectif de ce travail est le développement d'un bain d'huile adaptable au SER permettant la visualisation et un contrôle en température de l'échantillon pour le suivi de la cinétique de cristallisation pendant son écoulement extensionnel. Pour cela, l'échantillon en cours d'élongation est illuminé par de la lumière blanche polarisée pour voir le développement de la microstructure et sa déformation est enregistrée avec une caméra CCD. En parallèle, un nouveau dispositif extensionnel combinant l'approche de Münstedt à l'étude de la cinétique de cristallisation, est développé.

2. Sentmanat Extensional Rheometer (SER)

2.1. Présentation du dispositif SER

Le Sentmanat Extensional Rheometer (SER) est un dispositif commercial développé par Sentmanat en 2004 [3]. Il est constitué de deux doubles cylindres tournant dans des sens opposés permettant de créer un écoulement uniaxial (Figure 1). Le rhéomètre de Sentmanat s'insère dans des rhéomètres rotatifs comme les autres géométries classiquement utilisées (plan-plan et cône-plan) en faisant un dispositif simple d'utilisation.

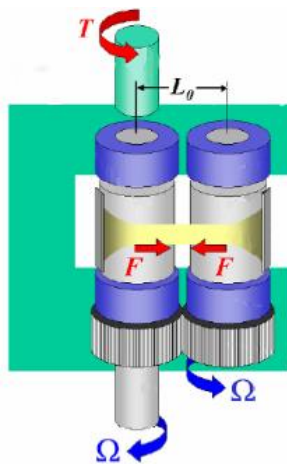


Figure 1 : Schéma du SER [1]

Le taux de déformation de Hencky imposé dépend du rayon des tambours d'enroulement R , de L_0 , la distance entre les deux tambours d'enroulement et Ω la vitesse de rotation.

$$\dot{\epsilon}_H = \frac{2\Omega R}{L_0} \quad (1)$$

Bien qu'il soit adaptable à un rhéomètre rotatif, ce dernier ne permet pas une déformation uniforme de l'échantillon à cause de la variation de la largeur de l'échantillon au cours de l'expérience. De plus, la visualisation de l'échantillon est impossible car le dispositif est placé dans un four. L'utilisation d'un four pour le chauffage va également engendrer des problèmes de dimension de l'échantillon lorsque celui-ci va sent : il va s'affaisser sous l'effet de la gravité, c'est pourquoi les études sont généralement faites à une température légèrement inférieure à la

température de fusion. Cependant, il permet d'obtenir des contraintes élevées ainsi que des taux de déformation proches de ceux des procédés ($\dot{\epsilon}_H = 30 \text{ s}^{-1}$) dans des gammes de températures allant jusque 200°C . De nombreuses études utilisent le dispositif de Sentmanat dans le but de caractériser l'extension des polymères. L'étude d'Hadinata et al. [4] montre que l'effet de l'écoulement sur la cristallisation (FIC - Flow-Induced Crystallization) est bien plus fort en extension qu'en cisaillement par comparaison des temps d'extension et de cisaillement pour une même température. Plus récemment, l'étude de Derakhshandeh et al. [5] confirme ces résultats et montre également que la cristallisation sous extension peut être obtenue au-dessus du point de fusion du polymère déterminé par DSC.

2.2. Modification du dispositif SER

Afin de parer à l'effet de la gravité lors de la fusion de l'échantillon dans le four, un bain d'huile a été conçu au laboratoire (Figure 2), tout en permettant la visualisation de l'élongation du polymère. De cette manière, il est également possible de suivre la cristallisation grâce à des instruments optiques.

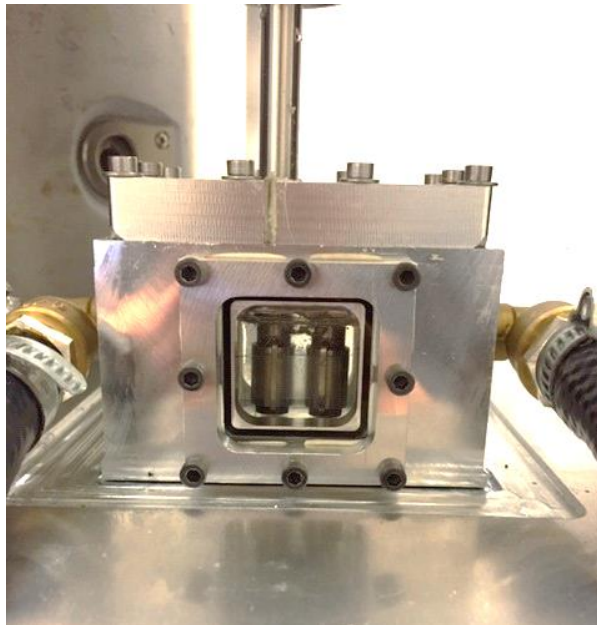


Figure 2 : *Bain d'huile adapté au dispositif SER*

L'huile silicone transparente, inerte chimiquement et ayant une densité comparable à celle du polymère étudié (polypropylène), l'effet de la gravité est compensé et l'échantillon ne s'affaisse plus. Cependant, la difficulté à générer et contrôler l'écoulement extensionnel demeure.

3. Développement d'un nouveau rhéomètre extensionnel : le rhéomètre de Münstedt

Le rhéomètre de Münstedt (Figure 3 et 4) développé au LTeN s'inspire directement de celui développé en Allemagne par H. Münstedt [6]. Son principe d'utilisation est le suivant : un échantillon cylindrique est placé dans un bain d'huile de silicone d'une densité choisie pour compenser la pesanteur de l'échantillon par flottabilité. Le bain d'huile sert également à chauffer le polymère. La longueur finale de l'échantillon peut atteindre 1 mètre. La partie inférieure est fixe tandis que la partie supérieure est mobile et se déplace verticalement permettant de générer l'extension.



Figure 4 : Dispositif de Münstedt



Figure 3 : Vue sur l'intérieur de la cuve

Le taux de déformation Hencky s'écrit alors :

$$\dot{\epsilon}_H(t) = \frac{1}{L} \frac{dL(t)}{dt} \quad (2)$$

La déformation Hencky ϵ_H peut atteindre une valeur supérieure à 6 et les mesures peuvent être réalisées jusqu'à un taux de déformation Hencky de 10 s^{-1} . Un long travail de conception a été réalisé sur le bain d'huile car il doit permettre la visualisation de l'échantillon tout en assurant l'étanchéité de l'huile en circulation à 230°C . Grâce au suivi de l'évolution du diamètre et de la force mesurée, il est possible de déterminer la viscosité extensionnelle η_E^+ .

$$\eta_E^+(t) = \frac{4F(t)}{\dot{\epsilon}_H(t)\pi D(t)^2} \quad (3)$$

La mesure de la force doit être la plus précise possible. Le capteur de force étant déporté à l'extérieur du bain d'huile, sous la tige inférieure, la mesure de force ne doit subir aucun frottement parasite. Pour cela, au sein de la tige inférieure se trouve une seconde tige soudée au soufflet présent sur la Figure 4 qui conduit la force jusqu'au capteur de force. Une calibration de la réponse du capteur a ensuite été effectuée. D'autre part, à l'état fondu, l'échantillon peut glisser et sortir du porte-échantillon pendant l'extension, c'est pourquoi une circulation d'eau est amenée dans les tiges inférieures et supérieures de part et d'autre de l'échantillon pour maintenir ses extrémités à une température inférieure à la température de fusion. Un

thermocouple de type K est placé au plus près de l'échantillon tandis qu'une sonde PT100 se trouve en haut de la cuve.

Le dispositif de Münstedt comporte deux moteurs : le premier sert à monter et descendre la cuve pour placer l'échantillon. Le second moteur permet de générer l'extension. Il est capable de réaliser une accélération exponentielle permettant de réaliser une déformation uniforme de l'échantillon. Un thermorégulateur de type Lauda d'une puissance de 8 kW en chauffage et 16 kW en refroidissement est utilisé pour la régulation en température du bain d'huile. Le pilotage du moteur générant l'extension est réalisé à l'aide du logiciel LabVIEW. Les mesures peuvent être réalisées aussi bien en taux de déformation imposée qu'en contrainte imposée avec une grande précision permettant de quantifier les conditions dans lesquels ces deux modes de sollicitation influencent la cristallisation.

Des simulations simplifiées du bain d'huile sur le logiciel Comsol© en 3D ont été réalisées. Pour estimer la température du bain d'huile un couplage transfert de chaleur dans les fluides/écoulement laminaire a été choisi. Pour des conditions d'entrée de l'huile à 200°C avec un débit de 0,1 m/s la température du bain est estimée homogène tout au long du bain et la température de l'échantillon est estimée à 180°C. Cependant, lors de la mise en température du bain d'huile, les essais expérimentaux montrent une convection importante de l'huile.

Le nouveau rhéomètre de Münstedt possède de nombreux avantages comme sa capacité à mesurer l'allongement avec une grande précision et de pouvoir suivre les différents états de déformations de l'échantillon.

4. Résultats expérimentaux

Le polypropylène MOPLen HP556E (Lyondell-Basell) est choisi pour l'étude. Ce dernier possède une masse molaire élevée (527 000 g/mol) le rendant sensible à l'extension. Une caractérisation par les méthodes classiques (calorimétries DSC et FDSC, rhéologie et microscopie optique avec platine chauffante) a été réalisée afin de définir sa cinétique de cristallisation en condition statique et sous cisaillement. Grâce à cette étude, une gamme de température est choisie pour potentiellement obtenir de la cristallisation induite par écoulement extensionnel.

4.1. Rhéologie extensionnelle avec le dispositif SER

Les premières mesures d'extension réalisées avec le bain d'huile adapté au SER permettent d'observer le contact des attaches de l'échantillon après $\frac{3}{4}$ de tour des cylindres. Les données ne sont donc plus exploitables au-delà.

Afin d'étudier la cinétique de cristallisation pendant l'extension, le protocole proposé par Janeschitz-Kriegl [5][6] est utilisé. L'échantillon est initialement chauffé à 200°C pendant 5 minutes pour effacer son histoire thermique puis refroidit à une vitesse de 10 K/min jusqu'à la température isotherme désirée, l'objectif étant d'éviter toute cristallisation pendant le refroidissement. Il est alors possible que la cristallisation ait lieu pendant l'étirement ou après l'étirement selon la vitesse de déformation imposée et la température choisie. La Figure 5 compare les résultats obtenus à 145°C (température à laquelle la cristallisation a lieu après l'extension) pour différentes vitesses de déformation avec le SER utilisé au LTeN et le « Filament Stretching Rheometer » (FiSER) dans la littérature [9]. Les courbes montrent un faible strain-hardening (soit un durcissement de la contrainte due à l'orientation des chaînes macromoléculaires) et les viscosités extensionnelles sont comparables quel que soit le dispositif utilisé.

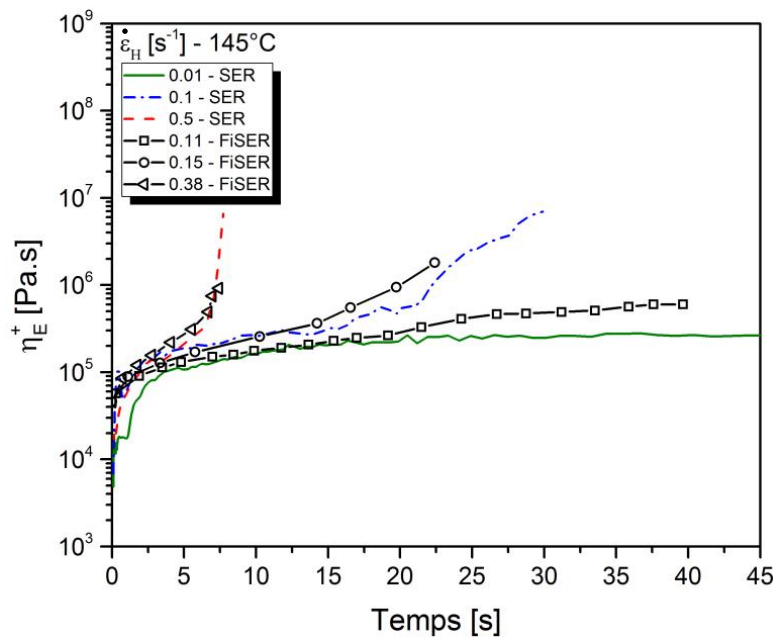


Figure 5 : Comparaison SER-LTeN/FiSER-[7]

Pour observer la cristallisation pendant l'extension (effet sur la viscosité extensionnelle), il faut se placer à plus basse température. Des mesures ont été réalisées à 135 et 133°C, températures auxquelles la cristallisation ne débute pas pendant le refroidissement et peut apparaître pendant l'extension. En dessous de 133°C, la cristallisation débute avant l'extension. La présence de strain-hardening en fin de mesure est attendue mais une variation importante de la pente pourrait indiquer la présence de cristallisation, comme le montre l'étude d'Hadinata et al. [4]. L'utilisation du modèle MSF (Molecular Stress Function) développé par Wagner [8][9] permet d'identifier la présence de cristallisation. Cette étude montre également une cristallisation possible au-dessus du point de fusion. Le modèle MSF décrivant l'évolution de la viscosité extensionnelle peut donc être un moyen d'observer la cristallisation sur les résultats expérimentaux, en complément d'une visualisation directe en lumière polarisée.

4.2. Caractérisation de la cristallisation après extension

La Microscopie Optique Polarisée (MOP) est utilisée pour caractériser la morphologie cristalline après extension des échantillons utilisés sur le dispositif SER. En condition statique, seuls des sphérolites sont formés mais dans le cas de l'écoulement extensionnel, des sphérolites plus nombreux et orientés, et/ou la création de structure de type shish-kebab peuvent être attendues.

A 135°C, la microstructure semi-cristalline formée dépend du taux de déformation imposé comme le montre la Figure 6 (la flèche indique le sens de l'écoulement). La taille des sphérolites diminue lorsque le taux de déformation Hencky augmente, en créant de l'orientation (Figure 6b) et un fort alignement de germes (Figure 6c).

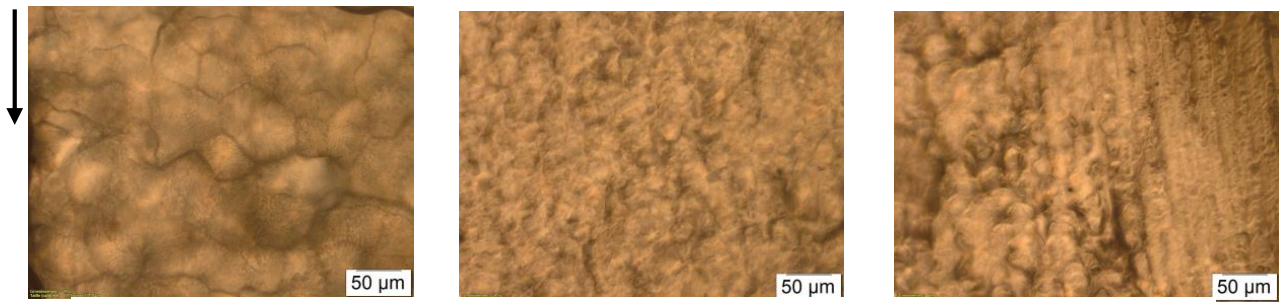


Figure 6 : Microscopie optique polarisée, $G \times 20$, a) $0,01 \text{ s}^{-1}$, b) $0,5 \text{ s}^{-1}$, c) 5 s^{-1}

Le mélange de différentes structures semi-cristallines sur une même zone peut indiquer une extension non homogène générée par le dispositif SER. D'autre part, pour un même taux de déformation, la taille des sphérolites diminue en se rapprochant de la zone de rupture montrant ainsi que la contrainte est plus forte près de la zone de la rupture. Des mesures WAXD (diffraction des rayons X aux grands angles) et SAXS (diffusion des rayons X aux petits angles), consistant à la mesure et l'analyse d'un faisceau de rayons-X traversant l'échantillon à des angles plus ou moins proches du faisceau direct, sont envisagées pour déterminer les taux de phases cristallines α , β et γ formées lors de l'extension ainsi que la taille des lamelles cristallines.

5. Conclusion

Le bain d'huile ajouté au dispositif commercial SER a permis d'apporter la visualisation de l'échantillon, ce qui était auparavant impossible. Les résultats d'extension obtenus sont en adéquation avec ceux obtenus dans la littérature, validant le protocole expérimental. La cristallisation du polypropylène est impactée par les conditions de température et mécanique et d'autant plus sous un écoulement extensionnel. La microscopie optique en lumière polarisée réalisée après extension met en avant les structures semi-cristallines formées. Sous de faibles taux d'écoulement, des sphérolites sont formés. Pour de fort taux d'extension, la microstructure cristalline est fortement orientée. Cependant, l'écoulement ne semble pas être homogène car la structure cristalline formée n'est pas identique dans tout l'échantillon.

Les mesures sur le nouveau rhéomètre de Münstedt sont en cours. Les premiers essais d'extension sont prometteurs. Grâce à la technique de refroidissement des extrémités de l'échantillon, ce dernier est parfaitement maintenu dans le porte-échantillon durant l'extension sans gêner l'élongation du polymère fondu.

Le prochain objectif est de voir le développement de la microstructure cristalline formée pendant l'écoulement extensionnel avec les deux rhéomètres extensionnels présentés. Grâce à un éclairage en lumière blanche polarisée et une caméra adaptée, le suivi de la microstructure pendant l'écoulement pourra être visualisé. Des analyses DSC, WAXD (diffraction des rayons X aux grands angles) et SAXS (diffusion des rayons X aux petits angles) de l'échantillon post-mortem apporteront des informations sur le taux de cristallinité, les phases cristallines et la taille des lamelles cristallines formées.

Références

- [1] J. Meissner and J. Hostettler, “A new elongational rheometer for polymer melts and other highly viscoelastic liquids,” *Rheol. Acta*, vol. 33, no. 1, pp. 1–21, 1994.
- [2] H. M. Laun and H. Münstedt, “Comparison of the elongational behaviour of a polyethylene melt at constant stress and constant strain rate,” *Rheol. Acta*, vol. 15, no. 10, pp. 517–524, 1976.
- [3] M. L. Sentmanat, “Miniature universal testing platform: From extensional melt rheology to solid-state deformation behavior,” *Rheol. Acta*, vol. 43, no. 6, pp. 657–669, 2004.
- [4] C. Hadinata *et al.*, “Elongation-induced crystallization of a high molecular weight isotactic polybutene-1 melt compared to shear-induced crystallization,” *J. Rheol. (N. Y. N. Y.)*, vol. 51, no. 2, p. 195, 2007.
- [5] M. Derakhshandeh and S. G. Hatzikiriakos, “Flow-induced crystallization of high-density polyethylene: The effects of shear and uniaxial extension,” *Rheol. Acta*, vol. 51, no. 4, pp. 315–327, 2012.
- [6] T. I. Burghelea, Z. Starý, and H. Münstedt, “The Role of homogeneity of deformation in the measurements of elongational viscosity,” in *AIP Conference Proceedings*, 2009, vol. 1152, pp. 183–193.
- [7] H. Janeschitz-Kriegl, *Rheological Fundamentals of Polymer Processing*. 1995.
- [8] H. Janeschitz-Kriegl, “How to understand nucleation in crystallizing polymer melts under real processing conditions,” *Colloid Polym. Sci.*, pp. 1157–1171, 2003.
- [9] E. E. B. White, H. Winter, and J. P. Rothstein, “Extensional-flow-induced crystallization of isotactic polypropylene,” *Rheol. Acta*, vol. 51, no. 4, pp. 303–314, 2012.
- [10] M. H. Wagner, H. Bastian, A. Bernnat, S. Kurzbeck, and C. K. Chai, “Determination of elongational viscosity of polymer melts by RME and Rheotens experiments,” *Rheol. Acta*, vol. 41, no. 4, pp. 316–325, 2002.
- [11] M. H. Wagner, S. Kheirandish, J. Stange, and H. Münstedt, “Modeling elongational viscosity of blends of linear and long-chain branched polypropylenes,” *Rheol. Acta*, vol. 46, no. 2, pp. 211–221, 2006.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier l’Agence Nationale pour la Recherche (ANR) pour le financement du projet CNRS KinHeTex. Les auteurs remercient également R. FULCHIRON et M. ZINET (IMP-UMR 5223) pour leur collaboration dans le cadre de ce projet.

Couplage conducto-convecto-radiatif par échantillonnage de chemins : un parallèle avec les chemins de multi-diffusions en transfert radiatif

Loris IBARRART^{1,2,*}, Stéphane BLANCO², Cyril CALIOT³, Mouna EL HAFT¹, Richard FOURNIER², Léa PENAZZI^{1,3}

¹RAPSODEE, UMR CNRS 5302, Mines Albi, Albi, France

²LAPLACE - UMR CNRS 5213, Toulouse, France

³PROMES - CNRS, UPR 8521, Odeillo, France

*(loris.ibarrart@mines-albi.fr)

Résumé - La méthode de Monte Carlo est largement utilisée pour la simulation du transfert radiatif. De récents travaux proposent d'utiliser des algorithmes similaires pour la résolution des transferts thermiques conducto-convecto-radiatif couplés. Ces approches statistiques ont pour principal avantage d'être résilients à la complexité géométrique, y compris en présence de grands rapports d'échelle en temps et en espace, grâce aux outils de la synthèse d'image. Cependant, certaines difficultés sont apparues à certaines limites paramétriques au niveau des temps de calcul. Cette étude s'efforce de faire un parallèle entre ces difficultés et celles rencontrées pour les fortes épaisseurs optiques dans la résolution du transfert radiatif par Monte Carlo.

Nomenclature

T	Température, K	<i>Symboles grecs</i>	
\mathbf{v}	Vecteur vitesse, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Ω	Domaine / Milieu,
Pe	Péclet local ($\delta_F \mathbf{v} / \alpha$)	δ	Longueur du pas de la marche statistique, m
\mathbf{n}	Normale sortante	α	Diffusivité thermique, $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
\mathcal{I}	Luminance, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$	λ_S	Conductivité thermique dans le solide, $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
h_R	Coefficient d'échange radiatif linéarisé ($4\epsilon\sigma T_{ref}^3$), $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	ϕ	Porosité
L	Largeur d'une section de canal, m	μ	Viscosité dynamique, Pa.s
l	Longueur des canaux, m	<i>Indices et exposants</i>	
p	Pression, Pa	p	Paroi
r	Nombre aléatoire uniforme dans $[0, 1]$	S	Solide
		F	Fluide
		R	Radiatif

1. Introduction

La résolution d'équations différentielles par des méthodes statistiques, notamment pour le transfert de chaleur, n'est pas une idée nouvelle. En effet, dès le début du 20ème siècle, Courant, Friedrichs, et Lewy [1] font le lien entre les marches aléatoires et les problèmes aux limites pour les équations différentielles elliptiques. Par la suite, les travaux de Feynmann et Kac [2] ouvrent la porte à la résolution de nombreux problèmes linéaires par le balayage d'un espace de chemins stochastiques. Assez rapidement, Haji-Sheikh et Sparrow [3] introduisent les marcheurs aléatoires dans le cadre de la résolution de la conduction thermique [4] dans des géométries libres sans maillage.

Parallèlement à cela, la vision probabiliste pour les échanges thermiques par rayonnement

est d'usage depuis de nombreuses années. Est en cause l'équation de Boltzmann, dont la lecture statistique est directe et exacte. La méthode de Monte Carlo est ainsi devenue la méthode de référence pour le transfert radiatif. Plus récemment, l'industrie de la synthèse d'image s'est appropriée cette vision statistique ainsi que les algorithmes Monte Carlo qui vont de pair afin de passer outre certaines limitations liées à la rasterisation [5]. Les outils nés de cet investissement profitent aujourd'hui à la communauté scientifique utilisant les méthodes statistiques, et permettent notamment de gérer la complexité géométrique. De plus, comme le nombre de pas moyen pour chaque chemin statistique est fonction de l'épaisseur optique du système, il est possible de faire une prédiction théorique des temps de calcul à partir de raisonnements sur des configurations simplifiées équivalentes.

Une nouvelle gamme de méthodes propose aujourd'hui une lecture statistique du couplage entre différents phénomènes physiques [6] [7]. Dans ces algorithmes, les marcheurs statistiques qui balaient l'espace de chemin se déplacent dans le temps et l'espace, mais sautent également d'un phénomène à un autre. On se propose ici d'observer le comportement d'un algorithme couplé pour identifier les paramètres qui pilotent le nombre moyen de pas dans une configuration simple. La première partie décrit le modèle utilisé et la démarche pour construire la formulation intégrale. Ensuite, les algorithmes correspondants sont présentés. Enfin, l'évolution du temps de calcul en fonction de paramètres géométriques, physiques, et numériques est représentée et discutée dans la dernière section.

2. Modèle Statistique

Le modèle et la méthode présentés dans [8] sont ici repris pour permettre la résolution couplée conducto-convecto-radiative au régime stationnaire. Le détail des équations résolues, des formulations intégrales, et des algorithmes obtenus est rappelé ci-dessous.

2.1. Problème conducto-convecto-radiatif

Soit un milieu solide opaque homogène et un milieu fluide homogène transparent d'écoulement connu, modélisés par les équations 1, 2, et 3. Dans l'équation 3, le transfert radiatif est linéarisé autour d'une température de référence T_{ref} , et seules sont considérées des quantités radiatives moyennes sur tout le spectre, d'où l'introduction du coefficient d'échange radiatif h_R et de la température radiative T_R définie par l'équation 4 à partir du flux radiatif incident.

$$\left\{ \begin{array}{ll} \Delta T(\mathbf{x}) = 0, & \mathbf{x} \in \Omega_S \quad (1) \\ \nabla \cdot (-\alpha \nabla T(\mathbf{x}) + \mathbf{v}(\mathbf{x}) T(\mathbf{x})) = 0, & \mathbf{x} \in \Omega_F \quad (2) \\ \mathbf{n} \cdot \lambda_S \nabla T(\mathbf{x}_p) = -\mathbf{n} \cdot \lambda_F \nabla T(\mathbf{x}_p) + h_R (T(\mathbf{x}_p) - T_R(\mathbf{x}_p)), & \mathbf{x}_p \in \partial\Omega_S \cap \partial\Omega_F \quad (3) \end{array} \right.$$

$$\sigma T_R(\mathbf{x}_p)^4 = \int_{2\pi} |\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}| \mathcal{I}(\mathbf{x}_p, -\mathbf{u}) d\omega(\mathbf{u}) \quad (4)$$

2.2. Formulation intégrale

Par harmonicité du laplacien, en tout point \mathbf{x} du solide, pour toute distance δ_S inférieure à la distance minimale entre \mathbf{x} et les parois du solide, la solution de l'équation 1 peut s'écrire comme l'équation 5. C'est précisément l'idée fondatrice des algorithmes de Monte Carlo de type Walk On Sphere : la température en tout point est la moyenne des températures sur une sphère englobante ; on tire aléatoirement un point sur cette sphère, et on peut recommencer en "sautant"

sur une nouvelle sphère englobante autour de ce nouveau point, définissant ainsi récursivement un chemin ; on poursuit ce chemin jusqu'à l'obtention d'une température connue (exemple : en un point suffisamment proche d'une frontière à température imposée). On comprend dès lors que c'est le nombre moyen de sauts réalisés avant obtention d'une telle température qui pilote le temps de calcul.

$$T(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} T(\mathbf{x} + \delta_S \mathbf{u}) d\mathbf{u}, \quad \mathbf{x} \in \Omega_S \quad (5)$$

De la même façon, l'équation 2 peut être réécrite sous forme d'intégrale sur une sphère englobante, sous l'hypothèse que les variations du champ de vitesse en norme et en direction soient négligeables à l'intérieur de cette sphère [9]. Sous cette même hypothèse, un choix différent est ici réalisé : séparer deux comportements distincts en projetant l'équation sur \mathbf{e}_v la direction de la vitesse (équation 6) et $\perp_{\mathbf{e}_v}$ son plan orthogonal (équation 7).

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x_v} \left(-\alpha \frac{\partial T}{\partial x_v} + \|\mathbf{v}\| T \right) = 0, & \text{sur } \mathbf{e}_v \\ \Delta T = 0, & \text{sur } \perp_{\mathbf{e}_v} \end{cases} \quad (6)$$

Par l'introduction d'une distance δ_F petite devant les variations du champ de vitesse, l'équation 7 est traitée de la même façon que l'équation 1, ce qui mène à une expression similaire à l'équation 5, où l'intégrale est sur 2π dans le plan $\perp_{\mathbf{e}_v}$. Pour l'équation 6, on utilise un schéma de type différence finie proposé par [10] en injectant la solution analytique 1D, qui est fonction du Péclet local $Pe = \frac{\delta_F \|\mathbf{v}\|}{\alpha}$. Cela permet d'écrire la température comme une somme pondérée des températures un peu en amont et un peu en aval dans le fluide. Au final, en combinant les équations 6 et 7, on obtient une expression de la température en tous points \mathbf{x} du fluide (équation 8).

$$\begin{aligned} T(\mathbf{x}) = & \underbrace{\frac{Pe e^{Pe}}{Pe(e^{Pe} + 1) + 4(e^{Pe} - 1)}}_{\mathbb{P}_{amont}} T(\mathbf{x} - \delta_F \mathbf{e}_v) + \underbrace{\frac{Pe}{Pe(e^{Pe} + 1) + 4(e^{Pe} - 1)}}_{\mathbb{P}_{aval}} T(\mathbf{x} + \delta_F \mathbf{e}_v) \\ & + \underbrace{\frac{4(e^{Pe} - 1)}{Pe(e^{Pe} + 1) + 4(e^{Pe} - 1)}}_{\mathbb{P}_{diffusion}} \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} T(\mathbf{x} + \delta_F \mathbf{u}_{\perp}) d\mathbf{u}_{\perp}, \quad \mathbf{x} \in \Omega_F \end{aligned} \quad (8)$$

Enfin, par discrétisation des gradients dans l'équation 3, on obtient l'équation 9.

$$\begin{aligned} T(\mathbf{x}_p) = & \underbrace{\frac{\delta_F \lambda_S}{\delta_F \lambda_S + \delta_S \lambda_F + \delta_S \delta_F h_R}}_{\mathbb{P}_S} T(\mathbf{x}_p - \delta_S \mathbf{n}) + \underbrace{\frac{\delta_S \lambda_F}{\delta_F \lambda_S + \delta_S \lambda_F + \delta_S \delta_F h_R}}_{\mathbb{P}_F} T(\mathbf{x}_p + \delta_F \mathbf{n}) \\ & + \underbrace{\frac{\delta_S \delta_F h_R}{\delta_F \lambda_S + \delta_S \lambda_F + \delta_S \delta_F h_R}}_{\mathbb{P}_R} T_R(\mathbf{x}_p), \quad \mathbf{x}_p \in \partial\Omega_S \cap \partial\Omega_F \end{aligned} \quad (9)$$

Les équations 5, 8, et 9 permettent toutes trois d'exprimer la température en un point comme la somme pondérée (discrète ou continue) d'autres températures. De la même façon que dans les algorithmes de Monte Carlo de type Walk On Sphere, ces équations sont interprétées de façon statistique pour définir des chemins statistiques, et obtenir les algorithmes de la section 3.

2.3. Diffusion gaussienne et marches aléatoires : une première prédiction des temps de calcul

En 1905, Karl Pearson [11] se questionne sur la distribution au bout de N pas constants d'une marche aléatoire. La réponse lui vient de Lord Rayleigh qui avait traité des questions similaires dans le cadre de ses travaux sur les ondes sonores [12]. A la même époque, Louis Bachelier utilise également des marches aléatoires dans le cadre de ses travaux de thèse [13] en finance, et Albert Einstein publie ses travaux sur le mouvement brownien [14], qu'il modélise par une marche aléatoire.

Ces travaux mettent en évidence un lien entre une marche mésoscopique discrète et l'émergence d'un comportement macroscopique diffusif pour un grand nombre de marcheurs aléatoires. Ces études théoriques permettent d'obtenir le nombre moyen de pas nécessaires à une marche aléatoire pour parcourir une distance donnée. Ainsi, pour une marche aléatoire 3D partant du centre d'un cube dans lequel toutes les faces sauf une sont des miroirs du point de vue de la marche, pour un pas égal à $1/60$ ème de l'arrête, le nombre moyen de pas avant sortie est d'environ 2.10^4 . Cette évaluation permet de se donner une estimation des temps de calcul attendus dans les configurations présentées en section 4. pour la marche présentée en section 2.2..

3. Algorithmes

Algorithme 1 : Echantillonnage d'une température $T_S(\mathbf{x})$ dans le solide Ω_S

Echantillonnage uniforme d'une direction \mathbf{u} sur 4π
 $\delta = \min_{\delta > 0} (\delta_S; (\mathbf{x} + \delta\mathbf{u}) \in \partial\Omega_S; (\mathbf{x} - \delta\mathbf{u}) \in \partial\Omega_S)$
 $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \delta\mathbf{u}$
si $\mathbf{x}' \in \partial\Omega_S$ **alors**
 | $T_S(\mathbf{x}) = T_p(\mathbf{x}')$ (cf algorithme 4)
sinon
 | $T_S(\mathbf{x}) = T_S(\mathbf{x}')$ (récursivité)
fin

Algorithme 2 : Echantillonnage d'une température $T_F(\mathbf{x})$ dans le fluide Ω_F

Echantillonnage uniforme d'une direction \mathbf{u} sur 2π dans le plan orthogonal à \mathbf{v}
 $\delta = \min_{\delta > 0} (\delta_S; (\mathbf{x} + \delta\mathbf{u}) \in \partial\Omega_F; (\mathbf{x} - \delta\mathbf{u}) \in \partial\Omega_F; (\mathbf{x} + \delta\mathbf{e}_v) \in \partial\Omega_F; (\mathbf{x} - \delta\mathbf{e}_v) \in \partial\Omega_F)$
 Echantillonnage uniforme de r sur $[0,1]$
si $r < \mathbb{P}_{amont}$ **alors**
 | $\mathbf{x}' = \mathbf{x} - \delta\mathbf{e}_v$
sinon si $r < \mathbb{P}_{amont} + \mathbb{P}_{aval}$ **alors**
 | $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \delta\mathbf{e}_v$
sinon
 | $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \delta\mathbf{u}$
fin
si $\mathbf{x}' \in \partial\Omega_F$ **alors**
 | $T_F(\mathbf{x}) = T_p(\mathbf{x}_p)$ (cf algorithme 4)
sinon
 | $T_F(\mathbf{x}) = T_F(\mathbf{x}')$ (récursivité)
fin

Algorithme 3 : Echantillonnage d'une température radiative $T_R(\mathbf{x}_p)$ sur une paroi

Echantillonnage lambertien de \mathbf{u} autour de \mathbf{n}
 Calcul de \mathbf{x}'_p la première intersection sur la demi-droite $[\mathbf{x}_p, \mathbf{x}_p + \mathbf{u})$
 $T_R(\mathbf{x}_p) = T_p(\mathbf{x}'_p)$ (cf algorithme 4)

Algorithme 4 : Echantillonnage d'une température $T_p(\mathbf{x})$ sur une paroi

Echantillonnage uniforme de r sur $[0,1]$
si $r < \mathbb{P}_S$ **alors**
 | $T_p(\mathbf{x}_p) = T_S(\mathbf{x}_p - \delta_S \mathbf{n})$ (cf algorithme 1)
sinon si $r < \mathbb{P}_S + \mathbb{P}_F$ **alors**
 | $T_p(\mathbf{x}_p) = T_F(\mathbf{x}_p + \delta_F \mathbf{n})$ (cf algorithme 2)
sinon
 | $T_p(\mathbf{x}_p) = T_R(\mathbf{x}_p)$ (cf algorithme 3)
fin

4. Configurations

Deux cas d'études sont considérés sur une même géométrie de récepteur volumique solaire HiTRec constitué de canaux parallèles à section carrée (figure 1). Dans la configuration *échangeur* (figure 2), un fluide incident est réchauffé dans la structure poreuse, elle-même chauffée par l'une de ses faces. Dans la configuration *solaire*, (figure 3) le fluide démarre et finit dans un collecteur, et une source radiative provient de la même face que le fluide. Dans les deux cas, les faces latérales et inférieure sont thermiquement isolées.

Dans ces deux configurations et dans toute la longueur des canaux, on considère un écoulement laminaire établi pour un fluide visqueux. Sous les mêmes hypothèses que l'écoulement de Poiseuille, dans un canal carré de section unitaire, on obtient l'expression analytique de la vitesse en tous points (équation 10).

$$\mathbf{v}(x, y) = \frac{\|\mathbf{grad}(p)\|}{\mu} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{16 \sin((2i-1)\pi x) \sin((2j-1)\pi y)}{((2i-1)^2 + (2j-1)^2) (2i-1) (2j-1) \pi^4} \mathbf{e}_z \quad (10)$$

5. Résultats et discussion

5.1. Paramètres géométriques

La figure 4.1 présente l'évolution de la température moyenne du fluide le long des canaux. Pour les deux configurations, la température et le nombre moyen de pas augmentent progressivement, c'est à dire qu'une proportion de plus en plus grande de chemins finissent à la condition limite chaude. Cette courbe illustre comment l'éloignement géométrique des conditions limites de la condition initiale influence en moyenne la longueur des chemins statistiques.

Dans les figures 4.2 et 4.3, les variations portent sur les nombres de canaux N_x et N_y . Pour la configuration *solaire*, ainsi que pour la configuration *échangeur* pour N_x seulement, la modification de la géométrie n'a aucune influence. Ces résultats justifient l'utilisation des outils de la synthèse d'image, et illustrent l'insensibilité à la complexité géométrique qu'ils permettent d'atteindre d'un point de vue informatique (on peut y voir au parallèle au benchmark "teapot in

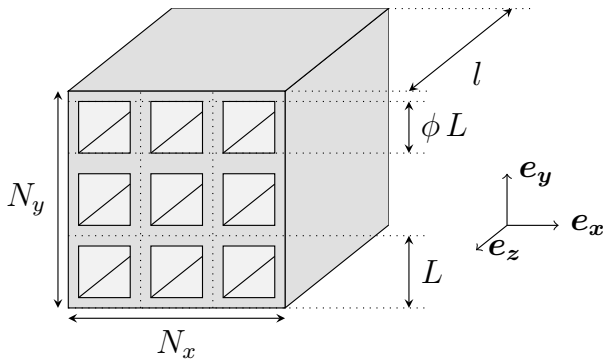


Figure 1: La structure poreuse à sections carrées.

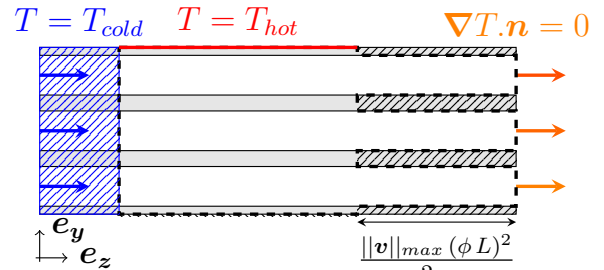


Figure 2: Configuration échangeur.

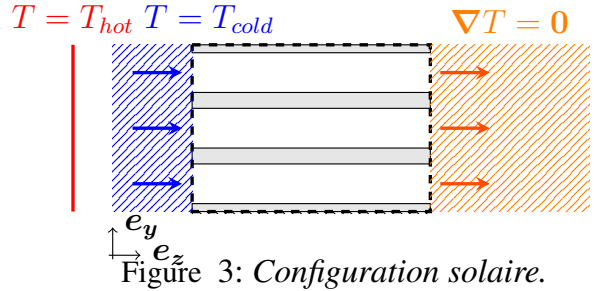


Figure 3: Configuration solaire.

the stadium”[5]). Cependant, pour la configuration *échangeur*, augmenter le nombre de canaux selon l’axe y impacte nettement la température et le temps de calcul. Cela est dû à l’éloignement de la condition limite chaude, qui implique la nécessité pour les chemins statistiques de parcourir la distance jusqu’à la condition froide. Au bout d’un certain nombre de canaux, le système peut être vu comme “opaque” (par analogie aux milieux opaques en rayonnement pur) à la condition limite chaude et les chemins statistiques ne voient que la condition limite froide, qu’ils atteignent en moyenne en $1.7 \cdot 10^5$ pas.

5.2. Paramètres physiques

Les variations des paramètres physiques dans les figures 4.4 et 4.6 mettent en évidence des limites numériques à la méthode utilisée. En effet, pour de trop faibles ratios de conductivités fluide/solide, le temps de calcul augmente très rapidement pour la configuration *solaire*. Ce comportement est expliqué par l’équation 9, dans laquelle les probabilités \mathbb{P}_F et \mathbb{P}_R deviennent négligeables devant \mathbb{P}_S : les chemins statistiques restent piégés dans le solide, sans possibilité d’atteindre une condition limite connue. Le même phénomène se produit également pour la configuration *échangeur*, mais est nettement moins remarquable pour une géométrie d’un seul canal. Dans une moindre mesure, des porosités trop petites ou grandes influencent aussi les valeurs de ces probabilités à travers δ_S et δ_F , ce qui mène à des temps de calcul plus importants.

Dans les figures 4.5 et 4.7, on peut observer deux régimes différents, séparés par une phase transitoire. Chacun de ces régimes est caractérisé par une température et un temps de calcul qui n’évoluent plus. Dans le cas de la prépondérance du terme radiatif, le comportement à la limite haute est différent selon la configuration. En effet, cette limite a pour conséquence de rendre négligeable la probabilité \mathbb{P}_S , et majoritaire la probabilité \mathbb{P}_R , ce qui entraîne un échange nul dans le cas de la configuration *échangeur*, et une température de paroi constante et égale à la condition limite de température chaude dans la configuration *solaire*.

5.3. Paramètres numériques

Enfin, les figures 4.8 et 4.9, présentent des variations des paramètres numériques de la marche : la longueur des pas dans le solide et dans le fluide. Dans la figure 4.8, la valeur de δ_S n’influence pas la température calculée, car le modèle ici choisi est stationnaire et sans termes

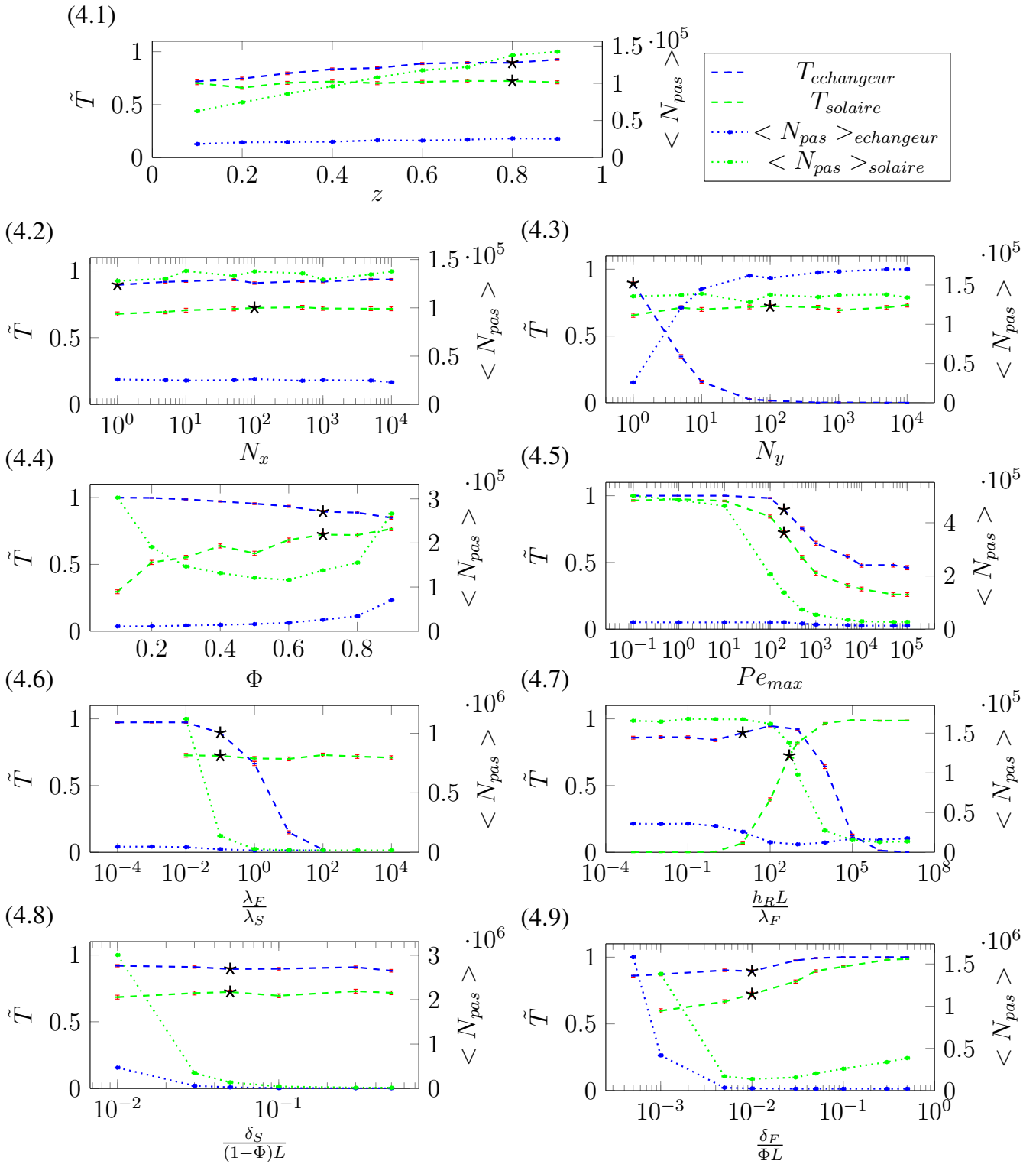


Figure 4: Evolution de la température adimensionnelle moyenne du fluide dans les configurations solaire et échangeur et du nombre moyen de pas dans chaque chemin (proportionnel au temps de calcul) pour un ratio $\frac{l}{L} = 20$, en fonction de : 1. z la position selon l'axe z dans les canaux ; 2. N_x le nombre de canaux selon l'axe e_x ; 3. N_y le nombre de canaux selon l'axe e_y ; 4. Φ la porosité du réseau ; 5. Pe_{max} le Péclet maximal dans l'écoulement ; 6. $\frac{\lambda_F}{\lambda_S}$ le rapport des conductivités fluide/solide ; 7. $\frac{h_{RL}}{\lambda_F}$ le nombre de Biot radiatif ; 8. $\frac{\delta_S}{(1-\Phi)L}$ la taille du pas de la marche dans le solide ; 9. $\frac{\delta_F}{\Phi L}$ la taille du pas de la marche dans le fluide. Les marqueurs '*' matérialisent les deux jeux de paramètres utilisés par défaut, et sont donc les mêmes points à travers toutes les courbes.

sources. Pour les pas dans le fluide (figure 4.9), on observe une convergence de la température à partir de pas de l'ordre d' $1/100^{\text{ème}}$ de la longueur caractéristique du fluide, valeur plus faible que celle que l'on se donne en général pour le solide, de l'ordre d' $1/20$. Cependant, la réduction de la taille des pas entraîne une forte augmentation du nombre moyen de pas (cf 2.3.).

6. Conclusion

En suivant une méthodologie stochastique, un algorithme de Monte Carlo a été mis en œuvre pour résoudre un problème conducto-advecto-diffusif couplé. Cet algorithme a ensuite été utilisé pour résoudre deux problèmes pour une même géométrie, avec différents paramètres géométriques, physiques, et numériques. Les résultats obtenus mettent en avant des comportements différents autant d'un point de vue thermique que numérique. L'accent a été mis sur les aspects numériques, et plus spécifiquement le temps de calcul, pour lequel on peut observer des comportements similaires aux algorithmes de Monte Carlo classiquement utilisés pour le transfert radiatif. En effet, on semble observer une corrélation entre pénétration thermique et le nombre moyen de pas dans les chemins statistiques, de la même façon que pour l'épaisseur optique en transfert radiatif. L'algorithme de Monte Carlo utilisé présente des limites à ses capacités de simulation sur certaines limites paramétriques, typiquement pour des ratios de conductivités fluide/solide trop faibles. Ces limites sont autant de pistes de recherche, pour lesquelles on peut imaginer retravailler les formulations intégrales pour définir des densités de probabilités adaptées au problème. Par ailleurs, d'autres choix de modélisation de la convection dans le fluide, par exemple le mouvement brownien avec drift, pourraient présenter des dynamiques différentes vis-à-vis du temps de calcul.

Références

- [1] Courant, R., Friedrichs, K. and Lewy, H. (1967). On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics. *IBM Journal of Research and Development*, 11(2), pp.215-234.
- [2] Kac, M. (1951). On some connections between probability theory and differential and integral equations. *Proceedings of the Second Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability*, pp.189-215.
- [3] Haji-Sheikh, A. and Sparrow, E. (1967). The Solution of Heat Conduction Problems by Probability Methods. *Journal of Heat Transfer*, 89(2), p.121.
- [4] Ozisik, M. (2013). *Boundary Value Problems of Heat Conduction*. Dover Publications.
- [5] Pharr, M., Humphreys, G. and Jakob, W. (2017). *Physically based rendering*. Cambridge, MA : Morgan Kaufmann.
- [6] Vignoles, G. (2013). Un outil numérique basé sur des marches aléatoires hybrides pour simuler le transfert thermique couplé rayonnement/conduction dans les matériaux poreux. *21ème Congrès Français de Mécanique*.
- [7] Fournier, R., Blanco, S., Eymet, V., Hafi, M. and Spiesser, C. (2016). Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm. *Journal of Physics : Conference Series*, 676, p.012007.
- [8] L Ibarrart, C Caliot, M El-Hafi, R Fournier, S Blanco, et al. (2018). Combined conductive-convective-radiative heat transfer in complex geometry using the Monte Carlo method : application to solar receivers. *IHTC 16 - 16th International Heat Transfer Conference, Beijing*.
- [9] Sabelfeld, K. (2017). Random walk on spheres algorithm for solving transient drift-diffusion-reaction problems. *Monte Carlo Methods and Applications*, 23(3).
- [10] Patankar, S. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. [U.S.] : Hemisphere Pub.
- [11] Pearson, K. (1905). The Problem of the Random Walk. *Nature*, 72(1865), pp.294-294.
- [12] Rayleigh, L. (1880). XXXVI. Acoustical observations. III. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 9(56), pp.278-283.
- [13] Bachelier, L. (1900). *Théorie de la spéculation*. Paris : Gabay.
- [14] Einstein, A. (1905), "On the Motion of Small Particles Suspended in a Stationary Liquid, as Required by the Molecular Kinetic Theory of Heat". *Ann. Phys.*, 322 : 549-560.

Thème 6

Systemes énergétiques, procédés thermiques, combustion

Développement d'échangeurs thermiques innovants pour le stockage dynamique de chaleur	249
Etude expérimentale comparative d'un ORC en fluide pur et en mélange zéotrope	257
Rupture technologique pour le refroidissement de moules d'injection de polymères : principe et analyse de faisabilité d'un moule sec	265
Un modèle thermodynamique pour évaluer le temps d'escale critique des navires propulsés au gaz naturel liquéfié	273
Etude théorique d'un dispositif de conversion chaleur-travail basé sur l'effet magnétocalorique	281
Contribution expérimentale à l'amélioration de l'efficacité d'un compresseur de machine thermique à apport de chaleur externe	289
Statistical methodology approach for removing high frequency noises in the in-cylinder pressure signal of a Diesel engine	297
Etude de l'impact de la distribution fluide sur les performances d'un stockage de type thermocline pour centrale solaire à concentration	305
Etude expérimentale et analyse du comportement thermique et hydrodynamique d'une boucle diphasique à pompage hybride capillaire et mécanique	313
Moteur Ericsson : influence des efficacités des échangeurs de chaleur en cycle fermé	321
Étude expérimentale et numérique de la décongélation par convection forcée en ambiance contrôlée	329
Modélisation thermo-électrique d'un moteur Stirling à piston libre et d'une machine synchrone linéaire à aimant permanent avec sa commande	337
Prédiction de l'encrassement dans un échangeur de chaleur à partir de données expérimentales et par la méthode des réseaux de neurones	347
Analyse thermodynamique des systèmes de stockage type thermocline	357
Amélioration des performances thermiques du module de refroidissement d'un véhicule automobile en utilisant des diffuseurs	365
Nouveau système hybride combinant générateurs thermoélectriques, air chaud de condenseur et débit d'air extrait des systèmes CVC	373
Etude de l'effet de la distribution de température d'air an amont d'un échangeur de chaleur sur sa performance thermique – Code de calcul deux dimensions	381
Formulation empirique des performances thermiques d'échangeurs de chaleur en utilisant un code de calcul deux dimensions – Effet de l'hétérogénéité de distributions de vitesse	389
Etude statique et dynamique de la cogénération de froid et d'électricité à partir d'une source chaude	397
Système de récupération de chaleur hybride appliqué sur générateurs d'électricité - Effet de la charge du générateur	405

Développement d'échangeurs thermiques innovants pour le stockage dynamique de chaleur

Mohamed Amine DEKHIL^{1*}, Jules Voguelin SIMO TALA¹, Odin BULLIARD-SAURET^{1,2}, Daniel Bougeard¹

¹ IMT Lille Douai, Institut Mines Telecom, Univ. Lille, F-59508 Douai, France

² HEI-Yncrea Hauts-de-France, 13 Rue de Toul, 59000 Lille

* (auteur correspondant : mohamed-amine.dekhil@imt-lille-douai.fr)

Résumé - La présente étude numérique s'intéresse à l'analyse des caractéristiques thermiques de trois configurations d'échangeurs thermiques dont une de référence constituée de serpentins de fluide anisotherme noyés dans un élément conducteur plein et deux configurations dérivées de la configuration de référence par évidement contrôlé de matière conductrice à iso-compacité et à iso-surface d'échange des serpentins. L'étude du comportement thermique de ces échangeurs soumis à un régime transitoire est réalisée durant une phase de charge frigorifique en utilisant le code commercial Star CCM+ V12.02. L'objectif est de comparer leur réponse à des sollicitations thermiques transitoires afin de caractériser les échanges thermiques et la cinétique de stockage frigorifique. Une substitution contrôlée de matière conductrice par un fluide caloporteur confiné, à iso-compacité, a permis de réaliser un gain de matière par rapport à la configuration de référence et d'augmenter la réserve énergétique des configurations modifiées sans dégradation importante des performances.

Nomenclature

C_p	Chaleur massique	$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$	$T_{e,ch}$	Temp. d'entrée fluide chaud	K
E_{se}	Énergie frigorifique stockée	J	$T_{e,fr}$	Temp. d'entrée fluide froid	K
$E_{tot,e}$	Énergie maximale stockable	J	T_i	Température initiale	K
H	Hauteur de l'échangeur	m	β	Coefficient de dilatation isobare	[-]
P_s	Pression à la sortie des veines	Pa	μ	Viscosité dynamique	Pa.s
$R_{int,ec}$	Rayon intérieur élément conducteur	m	ν	Viscosité cinématique	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$r_{int,st}$	Rayon intérieur du serpentin	m	U_e	Vitesse débitante de l'eau	m s^{-1}
$r_{ext,st}$	Rayon extérieur du serpentin	m	$V_{ech,ev}$	Volume de l'échangeur évidé	m^3
p_{st}	Pas d'un serpentin	m	V_e	Volume total d'eau	m^3
$P_{vol,e}$	Puissance échangée avec l'eau	W	ρ	Masse volumique	kgm^{-3}
$R_{ext,ec}$	Rayon extérieur de l'échangeur	m	λ	Conductivité thermique	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
$R_{c,ch}$	Rayon de courbure veine chaude	m	α	Diffusivité thermique,	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$R_{c,fr}$	Rayon de courbure veine froide	m	T_{rf}	Taux de remplissage frigorifique	[-]
$Re_{dint,st}$	Nombre de Reynolds	[-]	$\dot{T}_{cf,vol,e}$	Cinétique.charge. frigo.	K.s^{-1}
Ra	Nombre de Rayleigh	[-]	C2V	Configuration évidée 2 volumes	
t	temps	s	C32V	Configuration évidée 32 volumes	

1. Introduction

Les échangeurs de chaleur sont des composants thermodynamiques employés dans de nombreux secteurs d'activités tels que l'habitat, l'automobile, la pétrochimie, etc. Dans les applications les plus courantes, le transfert thermique s'effectue dans des conditions de fonctionnement stationnaires. La priorité est donnée aux échanges thermiques directs au détriment de toute possibilité de stockage thermique dans la masse de l'échangeur. Dans certaines applications plus spécifiques, par exemple le conditionnement de liquides alimentaires pressurisés, les échanges thermiques entre les fluides caloporteurs se font via un élément conducteur massif, permettant une meilleure gestion des transitoires de demande de chaud ou de froid par une composante de stockage dans la masse de l'échangeur [1]. Différents systèmes de stockage thermique sensible et/ou latent ont été développés depuis plusieurs décennies [2, 3]. Toutefois, des problèmes technico-économiques inhérents à ces systèmes restent à résoudre,

notamment le temps de réponse suite à une sollicitation thermique donnée. La présente étude s'intéresse aux caractéristiques thermiques de trois configurations d'échangeurs de chaleur du point de vue des cinétiques de charge frigorifique. Une attention particulière est donc accordée au fonctionnement transitoire via des phénomènes de transfert thermique couplés conduction-convection naturelle-convection forcée en régime transitoire.

2. Géométrie et conditions aux limites

2.1. Description de la géométrie

Les figures 1 et 2a présentent la géométrie de référence de l'échangeur appelée « configuration de référence ». Elle est constituée de deux veines fluides caloporteurs (une chaude et une froide) circulant dans des serpentins en cuivre constitués de trois spires hélicoïdales. L'eau est considérée comme fluide caloporteur. Les serpentins sont noyés dans un élément conducteur cylindrique en aluminium évidé dans sa partie centrale.

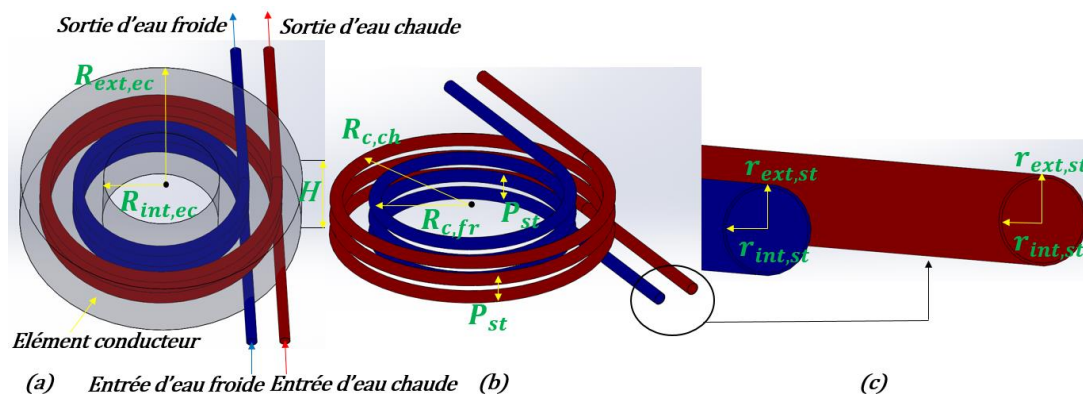


Figure 1 (a) : Illustration de l'échangeur de référence ;(b) et (c) Détails d'un serpentin

Ce dernier sert de milieu de stockage thermique lors des phases de fonctionnement transitoires. Le choix d'utiliser une géométrie hélicoïdale est lié à un critère de compacité et d'intensification des transferts thermiques grâce à l'apparition d'écoulements secondaires de type « cellules de Dean » au sein des veines fluides. Le tableau 1 récapitule les dimensions de l'échangeur.

Elément conducteur			Serpentins				
H	$R_{int,ec}$	$R_{ext,ec}$	$r_{int,st}$	$r_{ext,st}$	P_{st}	$R_{c,fr}$	$R_{c,ch}$
0,04	0,035	0,085	0,003	0,0032	0,01	0,05	0,07

Tableau 1 : Dimensions de l'échangeur de référence (en m)

Une seconde configuration géométrique appelée « configuration modifiée » est dérivée de la configuration de référence en remplaçant une partie de la matière conductrice par de l'eau confinée. Ce remplacement de matière est opéré à iso-compacité par rapport à la configuration géométrique de référence. Le but est de diminuer la quantité de matière conductrice par rapport à la configuration de référence tout en augmentant les quantités d'énergie qui peuvent être stockées sous forme sensible dans la masse de l'échangeur lors des phases de fonctionnement transitoire. La figure 2b présente la configuration modifiée pour laquelle un volume $V_{ech,ev}$ du matériau conducteur (Aluminium) a été remplacé par un volume identique d'eau tel que $V_e = V_{ech,ev} = V_{e1} + V_{e2}$. Cette seconde configuration géométrique sera appelée « configuration évidée à deux volumes d'eau » ou C2V. Une troisième configuration géométrique est dérivée de la configuration C2V en redistribuant les deux volumes d'eau en 32 volumes élémentaires afin d'évaluer l'influence de la répartition spatiale des volumes d'eau confinée sur la cinétique de stockage. La figure 2c présente cette troisième configuration géométrique appelée

« configuration évidée à 32 volumes d'eau » ou C32V. Les configurations C2V et C32V possèdent la même compacité, le même taux d'enlèvement de matière conductrice et par conséquent le même potentiel de stockage thermique.

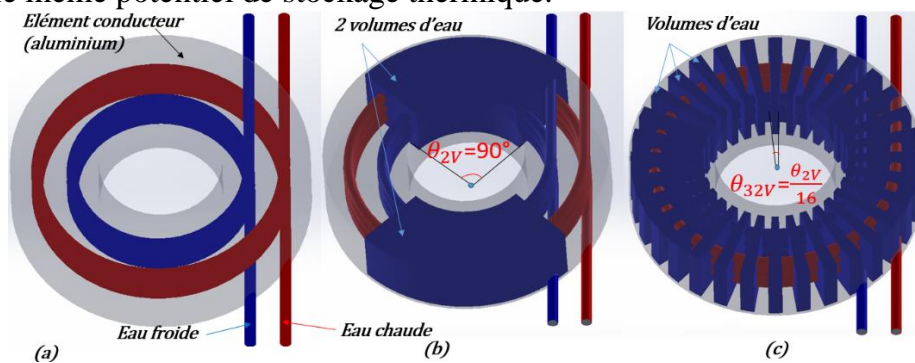


Figure 2 : Illustration de : (a) l'échangeur de référence (b) l'échangeur C2V (c) l'échangeur C32V

Des simulations numériques ont été effectuées sur les trois configurations d'échange en régime stationnaire mais également en régime transitoire. Une phase de charge frigorifique a ainsi été testée afin de caractériser les performances d'échange et la cinétique de stockage frigorifique des différentes configurations. Le tableau 2 compare les trois configurations en termes de masse et de réserve énergétique.

Echangeur	Masse totale (kg)	Gain en matière d'aluminium (%)	Reserve énergétique (kJ/K)	Gain en réserve (%)
Référence	1,91	-	1,68	-
C2V	1,44	41,3%	2,16	28,57%
C32V	1,44	41,3%	2,16	28,57%

Tableau 2 : Comparaison des trois configurations

2.2. Conditions initiales et aux limites

Afin d'analyser les échanges thermiques et la cinétique de charge frigorifique des différentes configurations d'échange, des conditions réelles de fonctionnement de tels échangeurs ont été choisies en considérant une application classiquement rencontrée dans le domaine du conditionnement de liquides alimentaires pressurisés pour lesquels différents scénarios de fonctionnement de l'échangeur sont rencontrés.

A. En fonctionnement stationnaire

- A l'entrée de la veine chaude et de la veine froide, un profil de poiseuille avec des vitesses débitantes de $U_e = 0,2066$ m/s ; $0,3099$ m/s et $0,4132$ m/s correspondant à des nombres de Reynolds (basés sur le diamètre du serpent) $Re_{dint, st} = 1000$; 1500 et 2000 sont imposés, respectivement. Une température d'entrée constante $T_{e, ch} = 295$ K est imposée pour le fluide chaud et $T_{e, fr} = 275$ K pour le fluide froid.
- A la sortie de la veine chaude et de la veine froide, une condition de pression atmosphérique relative nulle est considérée ($P_s = 0$ Pa).

B. En fonctionnement transitoire

En fonctionnement transitoire, seule la phase de charge frigorifique est étudiée. L'échangeur n'est soumis qu'à la seule sollicitation thermique de la veine fluide froide en vue d'une charge frigorifique. Le fluide de la veine chaude est stagnant dans le serpent correspond.

- Conditions initiales
 - ✓ A l'instant initial, tout l'échangeur (élément conducteur, volumes d'eau éventuels, veine fluide chaude) est à une température uniforme $T_i(x, 0) = 295 \text{ K}$.
- Conditions aux limites
 - ✓ Le fluide chaud étant stagnant, une vitesse débitante nulle $U_e = 0 \text{ m/s}$ ainsi qu'une pression atmosphérique ($P_s = 0 \text{ Pa}$) sont respectivement imposées à l'entrée et à la sortie du serpentin de fluide chaud.
 - ✓ A l'entrée de la veine froide, un profil de poiseuille correspondant à une vitesse $U_e = 0,2066 \text{ m/s}$ et un nombre de Reynolds (basé sur le diamètre du serpentin) $Re_{dint,st} = 1000$ est imposé. Une température d'entrée constante $T_{e,fr} = 275 \text{ K}$ est également imposée.
 - ✓ A la sortie de la veine froide, une condition de pression atmosphérique relative nulle est considérée ($P_s = 0 \text{ Pa}$).

Pour les scénarios précédents en fonctionnement stationnaire et transitoire, un couplage conducto-convectif associé à une condition d'adhérence et un couplage conducto-conductif sont considérés respectivement aux interfaces serpentin-fluide et serpentin-élément conducteur, toutes les parois externes délimitant l'élément conducteur sont considérées adiabatiques. Pour toutes les simulations effectuées dans cette étude, les propriétés thermo-physiques de l'eau, du cuivre et de l'aluminium sont évaluées à la température moyenne de 285 K .

L'écoulement dans les différentes configurations d'échange est modélisé à travers les équations (non détaillées) de conservation (masse, quantité de mouvement) en régime laminaire, le fluide circulant dans les serpentins (eau) étant considéré incompressible et visqueux. Les transferts thermiques sont modélisés à travers l'équation d'énergie dans les veines fluides couplée à la diffusion thermique dans les serpentins et dans l'élément conducteur. En outre, les phénomènes de convection naturelle sont pris en compte dans l'eau confinée dans les parties évidées de l'échangeur.

3. Procédure numérique

3.1. Schéma numérique et solveurs

Le code commercial STAR-CCM+ V12.02 [4] a été utilisé pour résoudre les équations de conservation basées sur une méthode de discrétisation aux volumes finis. Les équations de conservation ont été résolues de façon séquentielle en employant le solveur algébrique AMG et l'algorithme SIMPLE pour le couplage vitesse-pression. Une discrétisation du second ordre a été choisie pour les termes convectifs des équations de quantité de mouvement et d'énergie. Une discrétisation temporelle de second ordre a été choisie.

3.2. Sensibilité au maillage et validation numérique

Une étude de la sensibilité au maillage a été effectuée pour la configuration de base en régime stationnaire pour des profils de poiseuille avec une vitesse débitante $U_e = 0,2066 \text{ m/s}$ correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{dint,st} = 1000$ imposé à l'entrée de la veine chaude et de la veine froide. Le maillage adéquat a été choisi en se basant sur deux indicateurs globaux à savoir la puissance échangée et la perte de charge dans le serpentin chaud. En effectuant un raffinement progressif du maillage, une suite de quatre maillages ayant respectivement 3,5 ; 4,9 ; 6,6 et 8 Millions de mailles a été générée dans le domaine de calcul. Cette étude a conduit à l'emploi d'un maillage de 4,9 Millions de mailles avec un raffinement dans les zones pariétales. L'erreur sur la puissance et la perte de charge entre le maillage ayant 4,9 Millions de mailles et celui ayant 6,6 Millions de mailles ne dépasse pas respectivement 1,5 % et 1 % par rapport au maillage ayant 8 Millions de mailles. En tenant compte des ressources de calcul disponibles, il a été décidé d'utiliser le maillage ayant 4,9 Millions de mailles dans toute l'étude.

Par ailleurs, la précision des résultats étant intimement liée au pas de temps choisi pour les calculs transitoires, une étude de sensibilité au pas de temps a été effectuée en employant le maillage optimal ci-dessus et une succession de trois pas de temps de 0,5 s ; 0,1 s et 0,05 s. Cette étude a conduit à l'utilisation d'un pas de temps adaptatif de 0,05 s pendant le temps d'établissement de l'écoulement puis un pas de temps égal à 0,1 s pendant le reste de la charge frigorifique. Afin de valider les modèles physiques et la capacité du code à prédire correctement les phénomènes physiques majeurs mis en jeu dans le système, une simulation numérique de la convection naturelle cavitaire a été effectuée, en régime stationnaire, dans la même configuration géométrique que celle étudiée par Wan et al [5] et pour des températures imposées égales à 275 K pour la paroi verticale froide et 295 K pour la paroi verticale chaude, les parois horizontales étant adiabatiques. Les résultats ont montré une différence de prédiction de la vitesse maximale au niveau de la cavité entre la présente étude et celle de Wan et al n'excédant pas 0,5 % pour des nombres de Rayleigh de 1000, 10000 et de 100000 validant ainsi la procédure numérique pour la convection naturelle. De même, une simulation numérique de convection forcée a été aussi effectuée en considérant un écoulement d'eau dans une conduite hélicoïdale, et comparée à la corrélation de Prandtl [6] évaluant le facteur de friction en conduite hélicoïdale. Les résultats ont montré une différence de prédiction du facteur de friction n'excédant pas 2,5 % pour des nombres de Reynolds Re_{dint} variant de 1000 à 2000 validant ainsi la procédure numérique pour la convection forcée.

4. Résultats

Dans ce paragraphe, les principaux résultats des différentes simulations sont présentés et discutés aussi bien d'un point de vue local que global, qualitatif que quantitatif. Une analyse des mécanismes locaux des échanges conducto-convectifs est effectuée suivie par une analyse des performances globales d'échange.

4.1. Résultats en régime stationnaire

En régime stationnaire, une comparaison de la puissance échangée entre les deux serpentins pour les trois configurations d'échange (référence, C2V et C32V) a été réalisée pour un régime d'écoulement laminaire. Trois nombres de Reynolds ont été testés : $Re_{dint,st} = 1000$, 1500 et 2000. Le tableau 3 récapitule les résultats obtenus en régime stationnaire.

Nombre de Reynolds	Puissance échangée (W)		
	Config. de référence	Config. C2V	Config. C32V
1000	207,01	164,63	194,67
1500	283,99	214,49	260,61
2000	347,66	260,61	312,71

Tableau 3 : Puissance échangée en fonction du nombre de Reynolds

Pour les trois configurations testées, la puissance échangée augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La puissance échangée est plus importante pour la configuration de référence suivie de la configuration C32V puis de la configuration C2V. Par conséquent, la redistribution spatiale des deux volumes d'eau de la configuration C2V en 32 volumes élémentaires permet d'atteindre de meilleures performances et des puissances proches de la configuration de référence malgré la substitution de 41,3 % de matière conductrice par un fluide moins conducteur ce qui conduit à un gain important de matière.

4.2. Résultats en régime instationnaire

4.2.1. Mécanismes locaux des échanges conducto-convectifs

Afin de caractériser les échanges conducto-convectifs au niveau des volumes d'eau, les cartographies de température et de vitesse sont présentées dans un plan médian vertical passant par le centre d'un volume d'eau pour les configurations d'échange C2V et C32V à trois instants différents au cours de la charge frigorifique.

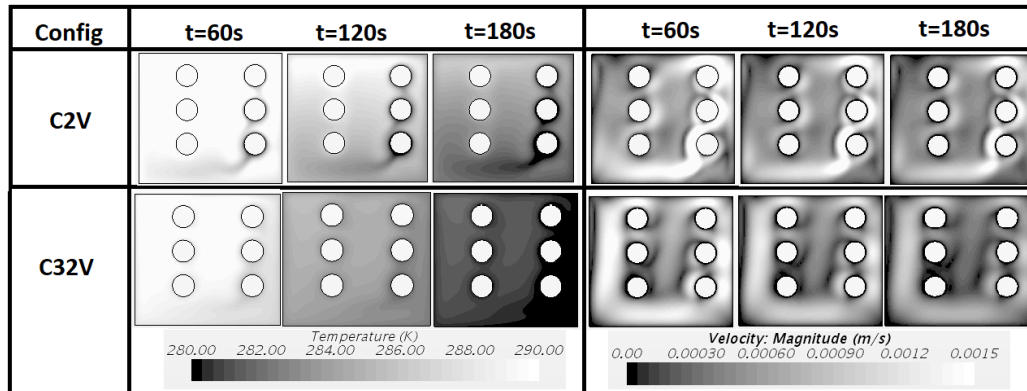


Figure 3: Cartographies de température et de vitesse au niveau d'un plan médian vertical passant par le centre d'un volume d'eau : Cas de la charge frigorifique

La figure 3 présente les cartographies de température et de vitesse aux instants $t = 60$ s, 120 s et 180 s pendant la charge frigorifique. Les deux configurations d'échange ont initialement une température uniforme $T(x, 0) = 295$ K. L'imposition d'une condition de température constante $T(x, t) = 275$ K induit des gradients locaux de température (et corrélativement des gradients de vitesse) dans les volumes d'eau qui met le fluide en mouvement. Les maxima locaux de température (et corrélativement de vitesse) sont plus élevés pour la configuration C2V par rapport à la configuration C32V à chaque instant indiquant que la C32V présente une cinétique de charge frigorifique plus rapide. Un gradient de température important est présent au niveau du volume d'eau. La masse volumique dépendant de la température, les gradients de température engendrent des différences de masse volumique au sein du fluide, d'où résultent des déplacements latéraux qui sont à l'origine du mouvement fluidique.

4.2.2. Analyse globale des échanges conducto-convectifs

La figure 4 présente l'évolution temporelle de la température moyenne de l'échangeur entier pour les trois configurations pendant les 200 premières secondes de charge frigorifique.

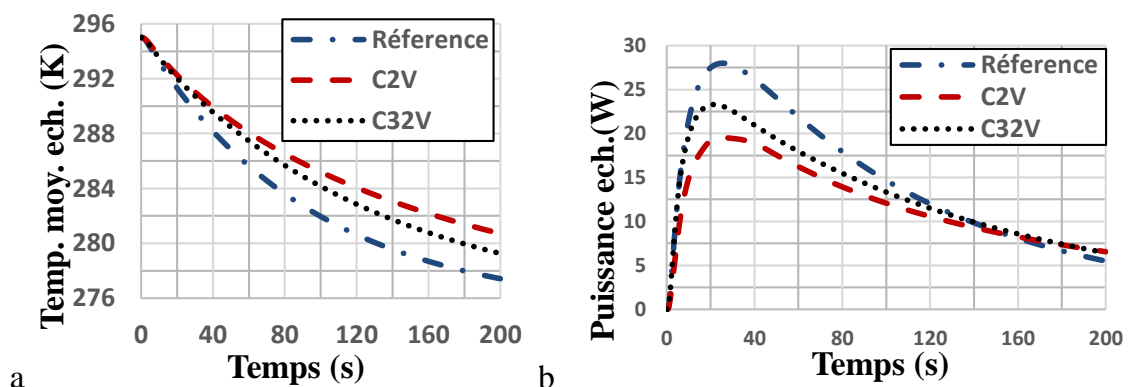


Figure 4: Evolution temporelle de la température moyenne de l'échangeur (a) et de la puissance thermique échangée avec le fluide chaud stagnant dans le serpentin (b)

L'analyse de la figure 4a montre que la réponse de l'échangeur tout aluminium est évidemment la plus rapide comparée à celle des échangeurs modifiés (C2V et C32V) du fait de la grande diffusivité de l'aluminium par rapport à l'eau. Néanmoins, Malgré une substitution non négligeable du volume d'aluminium par de l'eau, en redistribuant les volumes d'eau pour construire la configuration C32V, on obtient des résultats intéressants en termes de rapidité de

charge frigorifique mais également en termes de réserve frigorifique. La figure 4b présente la puissance thermique échangée avec le fluide stagnant dans le serpentin (pas d'écoulement de fluide chaud pendant la charge). Les résultats sont en concordance avec la figure 4a présentant l'évolution de la température moyenne de l'échangeur. En effet, la puissance échangée avec le fluide chaud stagnant est plus importante pour l'échangeur de base tout aluminium suivie de l'échangeur C32V à 32 volumes d'eau puis l'échangeur C2V à 2 volumes d'eau. La distribution spatiale plus homogène des volumes d'eau rend le transfert thermique plus rapide dans la configuration C32V par rapport à la configuration C2V. Afin de mieux étudier ce phénomène, une analyse fine des transferts thermiques est effectuée dans les volumes d'eau confinés. L'énergie calorifique maximale qui peut être déstockée par les volumes d'eau (énergie frigorifique maximale stockable) peut se calculer à partir de la variation d'enthalpie lors d'un refroidissement de la température initiale $T_{eau}(x, t_0)$ (soit 295 K à l'instant initial $t_0 = 0s$) à $T_{eau}(x, t_f)$ (soit 275 K à l'instant $t_f = \infty$) à partir de l'équation suivante :

$$E_{tot,e} = \rho_e C_{p,e} V_e [T_e(x, t_0) - T_e(x, t_f)] \quad (1)$$

Dans cette équation, ρ_e , $C_{p,e}$ et V_e représentent respectivement la masse volumique, la chaleur massique et le volume total d'eau confinée dans l'élément conducteur.

De même, la puissance volumique stockée localement dans chaque cellule des volumes d'eau confinée peut être déduite de l'équation d'énergie comme suit :

$$\underbrace{\rho_e C_{p,e} \frac{\partial T}{\partial t}}_{\text{Terme de stockage}} = \underbrace{\lambda_e \Delta T}_{\text{Terme de conduction}} - \underbrace{\rho_e C_{p,e} \vec{V} \text{grad } T}_{\text{Terme de convection}} \quad (2)$$

La puissance échangée avec l'eau contenue dans ces volumes peut être évaluée en intégrant le terme de stockage de l'équation ci-dessus dans le volume total d'eau comme suit :

$$P_{vol,e} = \int \rho_e C_{p,e} \frac{\partial T}{\partial t} dv \quad (3)$$

L'énergie calorifique déstockée (énergie frigorifique stockée) par les volumes d'eau peut de ce fait être déduite de la puissance échangée par simple intégration temporelle entre l'instant initial $t_0 = 0s$ et tout instant t comme suit :

$$E_{se} = \int_{t_0}^t P_{vol,e} dt \quad (4)$$

Un taux de « remplissage frigorifique » dans les volumes d'eau peut être défini comme suit :

$$T_{rf} = \frac{E_{se}}{E_{tot,e}} \times 100 \quad (5)$$

De même, une cinétique moyenne de charge frigorifique (ou de décharge calorifique) dans les volumes d'eau peut être déduite l'équation d'énergie (2) et exprimée comme suit :

$$\dot{T}_{cf,vol,e} = -\frac{1}{V_e} \int \left(\frac{\lambda_e}{\rho_e C_{pe}} \Delta T \right) dv \quad (6)$$

La figure 5 présente l'évolution temporelle du taux de remplissage frigorifique et de la cinétique de charge des volumes d'eau. L'analyse de la figure 5a montre que le taux de « remplissage frigorifique » des volumes d'eau augmente au cours du temps. Ce remplissage est plus important pour la configuration C32V par rapport à la configuration C2V. Les résultats sont en concordance avec la figure 5b indiquant que la cinétique de charge de la C32V est plus rapide que la C2V. En effet, en divisant les volumes d'eau, le chemin conductif devient plus court et ainsi la résistance conductive plus petite pour la configuration C32V. D'autre part, les phénomènes convectifs sont plus libres pour la configuration C2V avec des volumes d'eau plus volumineux. On peut noter aussi que la cinétique de charge atteint un pic pour la C32V du fait que le gradient de température est important au début de la charge. Au fil du temps, le gradient

de température diminue, ce qui explique la diminution de la cinétique de charge frigorifique jusqu'à atteindre une valeur nulle pour des temps de charge infinis.

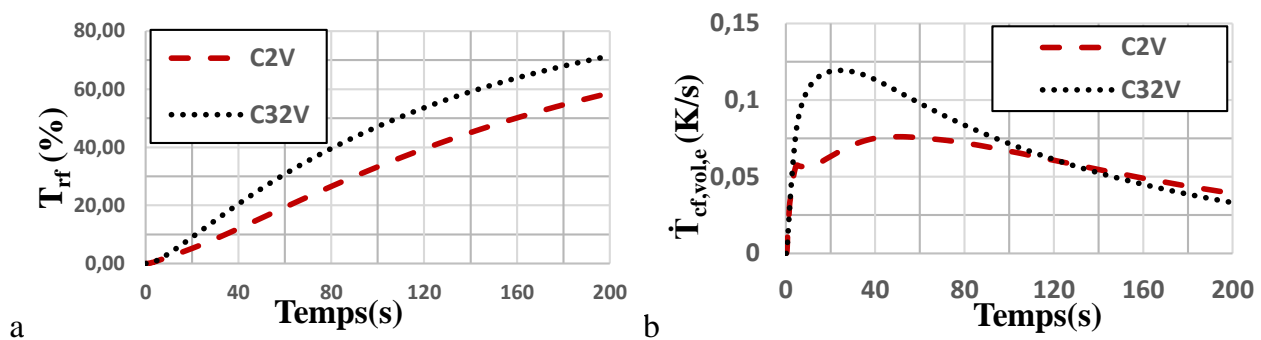


Figure 5 : Évolution temporelle du taux de remplissage frigorifique (a) et de la cinétique de charge des volumes d'eau (b)

5. Conclusions

Une analyse numérique transitoire du comportement thermique de trois échangeurs dont un cas de référence ayant un élément conducteur plein, et deux cas dérivés du cas de référence par substitution contrôlée et redistribution de 41 % de matière conductrice par un fluide confiné, à iso-compacité a été effectuée afin de caractériser leurs performances en termes de cinétique de stockage/déstockage de la chaleur. De cette étude les principales conclusions sont les suivantes :

- En substituant dans le cas de référence de la matière conductrice par un fluide caloporteur confiné, la redistribution des volumes de fluide caloporteur dans la masse de l'élément conducteur permet d'accroître les transferts thermiques et la cinétique de charge.
- Une substitution contrôlée de 41 % de matière conductrice, à iso-compacité, permet de réaliser un gain de matière par rapport au cas de référence ainsi que d'augmenter la réserve énergétique de l'échangeur de près de 30 % sans dégradation importante des performances.

Une étude expérimentale est en cours de réalisation afin de valider les résultats numériques. Par la suite, des conditions d'entrées (température et vitesse) variables temporellement seront utilisées pour simuler différents scénarios de charge-décharge cycliques. Enfin, une prise en compte du changement de phase dans les volumes d'eau sera effectuée.

Remerciements

Cette étude a été réalisée avec le soutien financier de L'Institut Mines Télécom Lille Douai (IMT Lille Douai), de l'école des Hautes Etudes d'Ingénieurs de Lille (HEI-Yncrea Hauts-de-France) et de la Région Hauts-de-France via le programme FEDER-FSE Nord-Pas-de-Calais 2014-2020 à qui nous adressons nos sincères remerciements.

References

- [1] J. V. Simo Tala, Analysis of the flow and heat transfer characteristics in an innovative inertial heat exchanger: Application to thermal energy storage, Phys. and Chem. Phenomena in Heat Exchangers and Multifunctional Reactors for Sustainable Technology, Eurotherm Seminar 106, 10-11 Oct 2016 Paris.
- [2] J.Xu, R.Z.Wang, Y.Li, A review of available technologies for seasonal thermal energy storage, Solar Energy, 2014.
- [3] S.M.Hasnain a, Review on sustainable thermal energy storage technologies, Part I: heat storage materials and techniques, Energy Conversion and Management, 1998.
- [4] CD-Adapco. Starccm+ v10 user guide. User guide, 2017.
- [5] D. C. Wan, B. S. V. Patnaik, G. W. Wei, A New Benchmark quality solution for the buoyancy-driven cavity by discrete singular convolution, Numerical Heat Transfer, 2001.
- [6] M. Ghobadi, YS. Muzychka. A review of heat transfer and pressure drop correlations for laminar flow in curved circular ducts, Heat Transfer Engineering, 2016.

Etude expérimentale comparative d'un ORC en fluide pur et en mélange zéotrope

Quentin BLONDEL^{1,2*}, Nicolas TAUVERON¹, Nadia CANEY², Nicolas VOELTZEL¹

¹Univ. Grenoble Alpes, F-38000 Grenoble, France, CEA, LITEN, F-38054 Grenoble, France

²Univ. Grenoble Alpes, LEGI, F-38000 Grenoble, CNRS, LEGI, F-38000 Grenoble, France

*(auteur correspondant : quentin.blondel@cea.fr)

Résumé - Cette étude porte sur une machine à Cycle de Rankine à fluide Organique (ORC) compact ($0,25\text{m}^3$) utilisant comme fluide de travail un mélange zéotrope composé en masse à 80% de NovecTM649 et 20% de HFE7000. Le fonctionnement du système est étudié en comparant les résultats expérimentaux de ce mélange avec ceux obtenus en NovecTM649 pur. Une première étude (Blondel *et al.* [1]) a permis de démontrer les bonnes performances de l'ORC avec ce fluide pur de nouvelle génération ainsi que celles de l'organe de détente (micro-turbine axiale) utilisé au sein de l'installation. Les performances de l'installation sont accrues de 10% grâce au mélange de fluides. Concernant la turbine, ses performances ne sont que faiblement impactées par l'utilisation du mélange. Ces résultats préliminaires montrent que les mélanges zéotropes peuvent être utilisés en tant que paramètre d'ajustement pour une installation ORC donnée afin d'accroître ses performances et ainsi permettre d'utiliser au mieux la source chaude disponible pour produire de l'électricité.

Nomenclature

Symboles

\bar{A}	grandeur adimensionnelle turbine	[-]	cond	condenseur
c_0	vitesse du son amont turbine	[m/s]	cf	fluide froid
h	enthalpie spécifique	[kJ/kg]	el	électrique
\dot{m}	débit massique	[kg/s]	evap	évaporateur
P	Pression	[bar]	heat	source chaude
\dot{Q}	puissance thermique	[kW]	hf	fluide chaud
q_v	débit volumique	[l/h]	in	entrée
S	section de passage	[m ²]	is	isentropique
T	température	[°C]	net	net
\dot{W}	puissance	[kW]	out	sortie

Symboles grecs

η	rendement	[%]	ps	pompes
π	ratio de pression	[-]	th	énergétique
γ	coefficient polytropique	[-]	tur	turbine
ρ_0	masse volumique amont turbine	[kg/m ³]	wf	fluide de travail

Acronymes

APS	Capteur de pression absolue	EFM	Débitmètre électromagnétique
GWP	Potentiel de réchauffement global	ODP	Potentiel de Déplétion Ozonique
ORC	Cycle de Rankine à fluide Organique	PFD	Process Flow Diagram
		PID	Proportionnel Intégral Dérivé

1. Introduction

Le Cycle de Rankine à fluide Organique ou ORC, est utilisé depuis le XIX^{ème} siècle pour produire de l'énergie mécanique et électrique issue d'une source d'énergie thermique. La source d'énergie thermique peut être d'origines diverses, géothermie, solaire, combustion de biomasse, récupération de chaleur perdue (chaleur fatale) par les moteurs à combustion interne ou par l'industrie. 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, ces gammes

de températures et de puissances tendent à être élargies suite aux avancées technologiques dans les domaines de la micro-cogénération et de la récupération de chaleur dans le secteur du transport routier [2, 3, 4]. De plus, suite aux enjeux énergétiques et environnementaux actuels, l'intensification des performances des systèmes existants et l'utilisation de fluides moins polluants tend à se développer [5, 6].

L'intérêt pour la récupération de chaleur fatale est croissant, du fait de la nécessité d'une meilleure gestion de la production et consommation de l'énergie, et notamment pour la récupération basse température [7]. S'inscrivant dans cette voie, l'ORC de petite puissance s'avère être une solution intéressante dans les secteurs résidentiel et du transport [8, 9]. Les études expérimentales portant sur des Cycles de Rankine à fluide Organique de nouvelle génération avec une source de chaleur basse température sont peu nombreuses. Pu *et al.* [10] ont étudié un ORC de petite puissance avec comme fluide de travail le HFE7100 pour une température de 100 °C et une production électrique de 1 kW. Helvaci *et al.* [11] se sont intéressés au HFE7000 avec une température de 45 °C de source chaude issue d'un récupérateur solaire pour une production de 0,15 kW. D'autres fluides de type HFO, Navarro-Esbri *et al.* [12] ou HCFO, Eyerer *et al.* [13] sont également étudiés. Cependant, il n'existe pas d'étude menée sur des mélanges zéotropes issus de fluides de nouvelle génération. Les présents travaux ont ainsi pour objectif de tester un cycle ORC avec un mélange NovecTM649/HFE7000.

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 dans la turbine, en produisant 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.

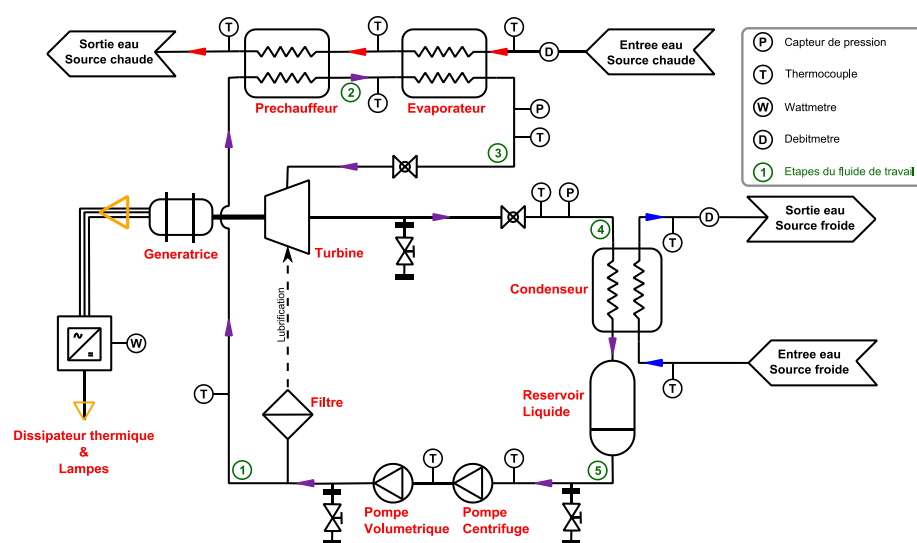


Figure 1 : PFD de l'installation ORC

Le système comporte une micro-turbine axiale 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. 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 pompe centrifuge qui permet d'éviter tout risque de cavitation au sein de la pompe principale [14]. 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 fluide de travail 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 centrifuge.

2.2. Sources chaude et froide

La 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 13 °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 pompe centrifuge, d'un réservoir liquide 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 déterminants qui permettraient de choisir le fluide le plus adapté pour une installation ORC [2, 15]. 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 utilise un mélange zéotrope de NovecTM649 et HFE7000 comme fluide de travail avec pour proportions massiques respectivement 80% et 20%.

Ce mélange est non toxique, non inflammable, peu dangereux pour l'environnement avec un indice de destruction de la couche d'ozone nul ($ODP = 0$) et un faible impact en tant que gaz à effet de serre ($GWP = 107$). Ces deux fluides sont suggérés comme fluides de remplacement possibles au HCFC et HFC [16, 17]. Le mélange obtenu 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 mélange se trouvant à l'état de vapeur sèche tout au long de l'étape de détente ; ceci permet d'utiliser une source chaude à plus faible température. De plus, 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 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 pression au sein de l'installation.

Les mesures de débit volumique des circuits chaud et froid sont effectuées à l'aide de débitmètres électromagnétiques (EFM). 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 – 3500 l/h	± 0,23 %
Débit volumique (source froide)	EFM	0 – 2500 l/h	± 0,33 %
Température	Thermocouple Type-K	0 – 1100 °C	± 0,1 °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 comparative de cette installation ORC en fluide pur et mélange, la présente étude s'intéresse aux impacts du changement de fluide de travail sur les performances globales de l'ORC et de la turbine.

Les principaux paramètres de l'installation et leur gamme de variation imposée au système durant les essais sont présentés dans le Tableau 2.

$T_{in,hf,evap}$	$T_{in,cf,cond}$	$Q_{v,hf}$	$Q_{v,cf}$	\dot{m}_{wf}
°C	°C	l/h	l/h	kg/s
109,5 – 110,5	12,5 – 14	300 – 3500	250 – 2500	0,055 – 0,069

Tableau 2 : *Principaux paramètres de l'ORC*

3.2. Etude thermodynamique

L'étude de l'installation ORC, issue des données expérimentales, est effectuée grâce à un modèle 0D, par la résolution de bilans énergétiques sur les composants et le système global, développée sur le logiciel EES [18]. Un couplage est réalisé avec le logiciel REFPROP [19] afin de permettre l'implémentation des propriétés thermodynamique en mélange et fluide pur. Ces propriétés résultent du modèle de Helmholtz adapté aux espèces considéré [20, 21].

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 (cf. Equation 1).

$$\dot{m}_{wf} = \frac{\dot{m}_{cf} \cdot (h_{out,cf,cond} - h_{in,cf,cond}) + \dot{Q}_{pertes,cond}}{(h_{in,wf,cond} - h_{out,wf,cond})} \quad (1)$$

Les performances de la turbine, analysées suivant la variation du ratio de pression (cf. Equation 2), sont définies suivant deux approches différentes : premièrement avec une grandeur adimensionnelle de la turbine (cf. Equation 3), et deuxièmement avec le rendement électrique global de la turbine, ce qui inclut l'élément de détente et la génératrice (cf. Equation 4).

$$\pi_{tur} = \frac{P_{in,wf,tur}}{P_{out,wf,tur}} \quad (2) \quad \bar{A} = \frac{\dot{m}_{wf}}{S_{in,tur} \cdot \rho_{0,in,tur} \cdot c_{0,in,tur} \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (3)$$

$$\eta_{tur} = \frac{\dot{W}_{el,tur}}{\dot{W}_{is,tur}} \quad (4) \quad \eta_{th,net} = \frac{\dot{W}_{el,tur} - \dot{W}_{el,ps}}{\dot{Q}_{heat}} \quad (5)$$

Pour analyser les performances globales du module ORC, le rendement énergétique de l'ORC, (cf. Equation 5), est étudié suivant la production d'électricité. Deux comparaisons des essais menés en fluide pur et en mélange sont présentées. La première porte sur l'ensemble des essais, la seconde compare les essais en fluide pur aux essais en mélange à iso paramètres de fonctionnement. L'influence de la variation de la pression haute du cycle est également étudiée.

4. Résultats et analyse

4.1. Performances de la turbine

La micro-turbine axiale est dimensionnée pour fonctionner avec le fluide pur NovecTM649. Afin d'étudier l'impact engendré par l'utilisation du mélange NovecTM649/HFE7000 sur le fonctionnement de l'organe de détente, la grandeur adimensionnelle \bar{A} est calculée dans les deux cas (mélange et fluide pur) en fonction du ratio de pression. Or cette valeur correspond à l'aire de col sonique normalisée (A^*/A_0), qui représente une valeur intrinsèque de l'organe de détente (voir [22] pour les développements théoriques d'écoulements compressibles et isentropiques de gaz réels).

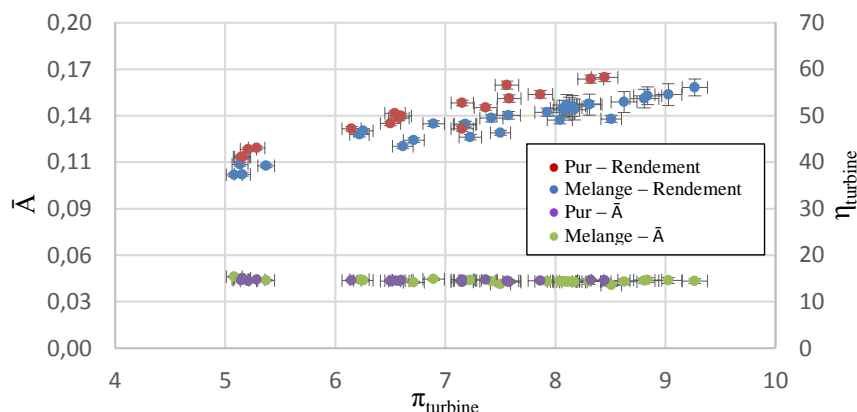


Figure 2 : Performances de la turbine selon le ratio de pression, ordonnée gauche : Grandeur adimensionnelle \bar{A} , ordonnée droite : Rendement global de la turbine

Représentée sur la Figure 2 en ordonnée de gauche, la valeur de \bar{A} est uniforme et identique dans le cas du mélange comme pour le fluide pur. Ce résultat confirme donc expérimentalement que le fonctionnement de la turbine n'est pas impacté par le changement de fluide de travail à condition de considérer le paramètre adimensionnel physique (\bar{A}) pertinent et généralisé aux gaz réels.

Le rendement électrique global de la turbine, représenté sur la Figure 2 en ordonnée de droite, varie de la même manière avec le mélange et avec le fluide pur, ceci vient confirmer le bon fonctionnement en mélange de l'organe de détente. On remarque une légère diminution de la valeur du rendement, de l'ordre de 10%, dans le cas du mélange zéotrope, ceci est dû aux propriétés thermodynamiques différentes en entrée de turbine comparativement à celles en fluide pur. Cependant, les valeurs de rendements en mélange classent cette turbine dans la gamme haute de ce type de technologie de petites tailles et de plus cette technologie d'organe de détente est comparable à la technologie scroll plus classiquement utilisée [1].

4.2. Performances de l'installation

4.2.1. Rendement énergétique globale du module ORC

Le cas de fonctionnement optimal de l'ORC en mélange zéotrope a permis d'atteindre une valeur de rendement énergétique net de 5,6%. La valeur correspondante de rendement énergétique brut (6,5%) replacée parmi la littérature disponible [1] permet de placer cette installation fonctionnant en mélange parmi les 20% des installations ORC de petite puissance.

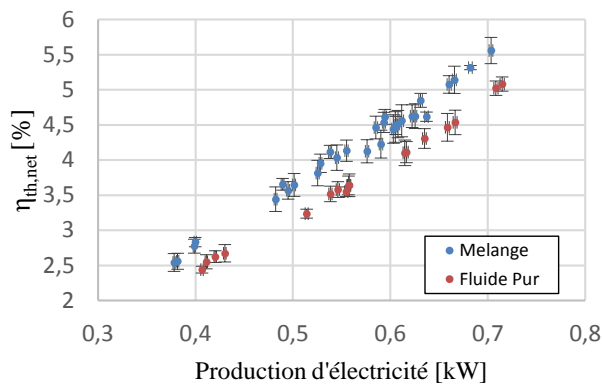


Figure 3a : Performances de l'ORC selon la production électrique en fluide pur et mélange

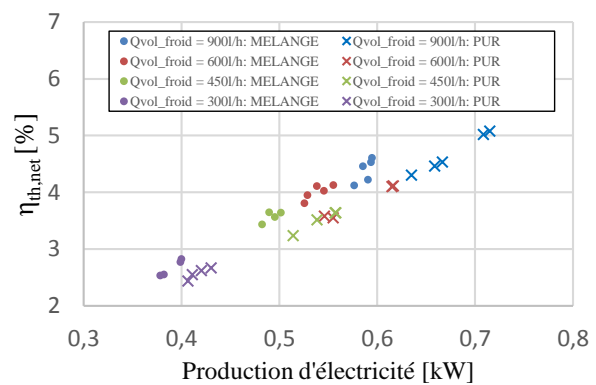


Figure 3b : Performances de l'ORC selon la production électrique en fluide pur et mélange – isoparamètres –

Au cours des essais expérimentaux menés en mélange sur l'ORC et comparé avec les essais en fluide pur, pour la gamme de variation des paramètres tels que définis dans la sous-section 3.1., un accroissement du rendement énergétique net du système global est observé comme représenté sur la Figure 3a. Cette augmentation des performances est de l'ordre de 10% pour une production équivalente d'électricité.

Dans le cas d'une comparaison à isoparamètres complète, à savoir températures et débits des sources chaude et froide identiques lors de la comparaison entre le fluide pur et le mélange, le rendement énergétique net est identique et la puissance produite dans le cas du mélange est réduite de 10% (cf. Figure 3b).

Les deux analyses précédentes des résultats obtenus lors des essais expérimentaux semblent être contradictoires quant à l'intérêt d'utiliser un mélange en tant que fluide de travail au sein d'un ORC. Cependant, lors de l'utilisation d'un Cycle de Rankine à fluide Organique, le but est de transformer l'énergie thermique, dite énergie dégradée, issue de la source de chaleur, en énergie électrique, dite énergie noble. Ce type de technologie cherche donc à utiliser au mieux la source d'énergie thermique, et donc d'obtenir un rendement énergétique le plus élevé possible, pour produire la plus grande quantité d'électricité. Les résultats présentés en Figure 3a, confirment l'intérêt de l'utilisation des mélanges de fluides pour accroître les performances d'une installation ORC. Les résultats présentés en Figure 3b, mettent en évidence certaines

limites pouvant être atteintes lors de l'utilisation de mélanges. En effet, à isoparamètres, le mélange est plus performant que le fluide pur pour une gamme de paramètres et de production d'électricité donnée. Dans cette gamme définie, le mélange zéotrope permettra donc une meilleure valorisation de la source de chaleur.

4.2.2. Pression haute

La pression haute du cycle, paramètre important d'une installation ORC, est également impactée lors de l'utilisation d'un mélange zéotrope comparativement au fluide pur. Pour les essais expérimentaux menés en mélange NovecTM649 et HFE7000 de proportions massiques respectives 80% et 20% et comparés au fluide pur NovecTM649, on observe une réduction de l'ordre de 7,5% de la valeur de pression haute pour une production équivalente d'électricité à la turbine, tel que présenté sur la Figure 4.

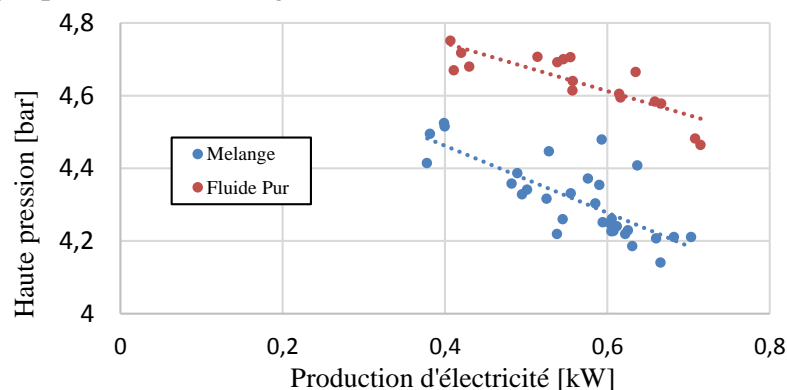


Figure 4 : Variation de la pression haute de l'ORC en fluide pur et mélange

Cette diminution de pression entre le fluide pur et le mélange peut être également un critère de sélection dans le choix d'un mélange à utiliser au sein d'une installation ORC de gamme de production d'électricité équivalente. En effet, dans un ORC, des critères tels que le type de matériaux utilisé pour les composants, l'épaisseur des canalisations ou encore les organes de sécurités sont directement liés aux niveaux de pressions du système et engendrent des coûts supplémentaires dans le cas de pressions plus élevées.

5. Conclusion

Dans cet article, une installation ORC expérimentale compacte ($0,25\text{m}^3$), de petite puissance, a été étudiée avec un mélange zéotrope composé de NovecTM649 et de HFE7000 en proportions massiques respectives de 80% et de 20%, dans le but de valoriser une source de chaleur basse température. Le fluide de travail utilisé est un mélange de fluides de nouvelle génération et un candidat potentiel en tant que remplaçant aux fluides classiquement utilisés dans les ORC, tels que le R-134a et le R-245fa. Cette étude présente les résultats d'essais expérimentaux comparatifs en mélange et fluide pur pour une même installation.

Les analyses ont permis de mettre en évidence le bon fonctionnement de l'organe de détente, une micro-turbine axiale, avec un mélange zéotrope, fluide pour lequel cette turbine n'était pas initialement dimensionnée. Les performances globales de cette installation, dans son point de fonctionnement optimal, classent cet ORC utilisant un mélange zéotrope parmi les installations de petite puissance très performantes, en comparaison avec la littérature disponible pour la récupération de chaleur basse température. De plus, l'utilisation d'un mélange zéotrope en tant que fluide de travail au sein d'un ORC peut être un paramètre très utile d'ajustement du système. En effet, il est possible d'améliorer l'efficacité globale de l'installation, selon les besoins en électricité recherchés, en optimisant l'utilisation de la source chaude.

Des essais sont actuellement en cours sur l'installation ORC, afin de compléter l'étude expérimentale de ce mélange zéotrope pour d'autres proportions massiques de fluides.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives ainsi qu'à l'Institut Carnot Énergies du Futur.

Références

- [1] Blondel, Q. *et al.*, "Étude expérimentale d'un ORC compact pour la conversion de chaleur basse température en électricité," *Congrès de la Société Française de Thermique*, Pau, France, (2018).
- [2] Quoilin, S. *et al.*, "Techno-economic survey of Organic Rankine Cycle (ORC) systems," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 22, pp. 168–186, (2013).
- [3] Colonna, P. *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).
- [4] Tauveron, N. *et al.*, "Available systems for the conversion of waste heat to electricity," *Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, 6A, (2014).
- [5] Modi, A. *et al.*, "A review of recent research on the use of zeotropic mixtures in power generation systems," *Energy Conversion and Management*, 138(Supplement C), pp. 603–626, (2017).
- [6] Bobbo, S. *et al.*, "Low GWP halocarbon refrigerants: A review of thermophysical properties," *Int. J. Refrig.*, 90, pp. 181–201, (2018).
- [7] ADEME, "La chaleur fatale," ADEME. Available: <https://www.ademe.fr/chaleur-fatale>. [Accessed: 28-Jan-2019].
- [8] Lion, S. *et al.*, "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).
- [9] Pereira, J. S. *et al.*, "ORC based micro-cogeneration systems for residential application – A state of the art review and current challenges," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 92, pp. 728–743, (2018).
- [10] Pu, W. *et al.*, "Experimental study on Organic Rankine cycle for low grade thermal energy recovery," *Applied Thermal Engineering*, 94, pp. 221–227, (2016).
- [11] Helvacı, H. U. *et al.*, "Experimental study of thermodynamic assessment of a small scale solar thermal system," *Energy Conversion and Management*, 117, pp. 567–576, (2016).
- [12] Navarro-Esbrí, J. *et al.*, "Experimental study of an Organic Rankine Cycle with HFO-1336mzz-Z as a low global warming potential working fluid for micro-scale low temperature applications," *Energy*, 133, pp. 79–89, (2017).
- [13] Eyerer, S., Wieland, C. *et al.*, "Experimental study of an ORC (Organic Rankine Cycle) and analysis of R1233zd-E as a drop-in replacement for R245fa for low temperature heat utilization," *Energy*, 103, pp. 660–671, (2016).
- [14] Landelle, A. *et al.*, "Performance investigation of reciprocating pump running with organic fluid for organic Rankine cycle," *Applied Thermal Engineering*, 113, pp. 962–969, (2017).
- [15] Chen, H. *et al.*, "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).
- [16] 3M, "3M™ Novec™649 Engineered Fluid." [Online]. Available: <https://multimedia.3m.com/mws/media/569865O/3mtm-novectm-649-engineered-fluid.pdf>. [Accessed: 29-Jan-2019].
- [17] 3M, "3M™ Novec™7000 Engineered Fluid." [Online]. Available: <https://multimedia.3m.com/mws/media/121372O/3m-novec-7000-engineered-fluid-tds.pdf>. [Accessed: 29-Jan-2019].
- [18] Klein, S. A., EES – Engineering Equation Solver (Professional V10.417–3D), F-Chart Software, from <http://www.fchart.com/ees/>
- [19] Lemmon, E. W. *et al.*, REFPROP – Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties (version number 9.1), NIST Software, from <https://www.nist.gov/srd/refprop>
- [20] McLinden, M. O. *et al.*, "Thermodynamic Properties of 1,1,1,2,2,4,5,5,5-[...]pentanone: Vapor Pressure, (p, ρ, T) Behavior, and Speed of Sound Measurements, and an Equation of State", *J. Chem. Eng. Data*, 60, pp. 3646–3659, (2015).
- [21] Outcalt, S. L. *et al.*, "Bubble-Point Measurements of Eight Binary Mixtures for Organic Rankine Cycle Applications", *J. Chem. Eng. Data*, 58, pp. 1853–1860, (2013).
- [22] Nederstigt, P., "Real Gas Thermodynamics and the Isentropic Behavior of Substances," D. U. T., Netherland, (2017).

Rupture technologique pour le refroidissement de moules d'injection de polymères : principe et analyse de faisabilité d'un moule sec

Stéphane LIPS^{1*}, Alban AGAZZI², Ronan LEGOFF², Antoine VOIRAND¹, Elise BERUT¹, Frédéric LEFEVRE¹, Valérie SARTRE¹

¹Univ Lyon, CNRS, INSA-Lyon, CETHIL UMR5008, F-69621, Villeurbanne, France

²IPC Innovation Plasturgie Composites, Centre Technique Industriel,- Bellignat , France

*(auteur correspondant : stephane.lips@insalyon.fr)

Résumé

Les moules d'injection de polymères sont aujourd'hui régulés à l'eau à l'aide de canaux de régulation spécifiques. L'utilisation de l'air comme alternative à l'eau serait une rupture technologique majeure permettant de réduire les contraintes actuelles. La présente étude porte sur la faisabilité d'un tel système grâce à l'ajout de caloducs et/ou de matériaux à changement de phase, couplé à l'utilisation de mousses métalliques comme surface d'échange. Les résultats sont encourageants, même si un certain nombre de verrous restent à lever.

Nomenclature

C	capacité thermique, J/K	<i>Symboles grecs</i>	
h	coefficient d'échange, W/m ² K	λ	conductivité thermique, W/mK
n	nombre de nœuds, -	<i>Indices et exposants</i>	
R	résistance thermique, K/W	$cons$	constriction
t	temps, s	f	fluide de refroidissement
T	température, K	m	moule
		p	pièce

1. Introduction

Le contrôle thermique des moules pour l'injection de matériaux polymères est un enjeu important, tant au niveau de la qualité du produit fini (homogénéité des températures) que de la cadence de production (limitation de la durée du cycle). Les techniques de refroidissement actuelles sont basées principalement sur une circulation d'eau dans des canaux de géométries conventionnelles (réalisés par perçage) ou avancée de type « conformal cooling » (réalisés par impression 3D) [1,2]. L'utilisation de l'eau comme fluide caloporteur permet une grande efficacité, tant en termes de coefficient d'échange thermique que de débit calorifique mis en jeu, mais génère des problèmes de corrosion et d'encrassement au sein des canaux pouvant conduire à une défaillance du refroidissement [3].

Afin de limiter ces problèmes de corrosion, l'utilisation de l'air comme fluide caloporteur peut être considérée. La conception de moules secs, sans circulation de liquide, constituerait une rupture technologique majeure. Pour pallier les faibles coefficients d'échange convectif et les faibles débits calorifiques qui en résulteraient, l'utilisation de mousses métalliques, couplées à des caloducs et à des matériaux à changement de phase, est envisagée.

La présente communication est basée sur un cas d'étude d'un moule d'injection de boîte en polymère. Un modèle numérique 3D - basé sur les éléments finis et validé expérimentalement - permet de prédire le comportement thermique du moule durant toute la phase de refroidissement

du polymère et d'éjection de la pièce. Une première étape de réduction de modèle est menée afin de déterminer les modes de transfert thermique limitants au sein du système. La modification du modèle réduit pour prendre en compte l'ajout de matériaux à changement de phase (MCP) et de caloducs permet finalement de prédire l'intérêt de ces systèmes dans le cas de moules refroidis à l'eau et de moules secs.

2. Description du cas d'étude et analyse thermique

2.1. Cas d'étude et modélisation 3D complète

Le cas d'étude analysé consiste en un moule d'une boîte en polymère de dimensions 97,5 mm x 97,5 mm x 50 mm, dont les caractéristiques sont synthétisées sur la figure 1a. L'alimentation en polymère fondu est réalisée par un capillaire en partie supérieure du tube. D'un point de vue thermique, deux phases peuvent ensuite être distinguées au cours d'un cycle. Pendant la phase de refroidissement, le moule en acier est fermé et le polymère se refroidit et se solidifie. Cette phase dure 18 s. Le moule est refroidi via des canaux de refroidissement (figure 1b) situés à une distance minimale de 6 mm de la paroi. Le moule est ensuite ouvert et la pièce éjectée. Cette phase est appelée phase d'éjection et dure 5 s.

Ce cas d'étude a fait l'objet d'une modélisation 3D à l'aide d'un calcul par éléments finis afin d'identifier les principaux flux thermiques mis en jeu au cours d'une succession de cycles [4]. La phase d'injection de la matière durant moins d'une seconde, elle n'est pas modélisée. L'hypothèse est que le moule est entièrement rempli de polymère fondu à 230°C à $t = 0$ s. Pour la phase de refroidissement, le contact entre le polymère et le moule est pris en compte par un coefficient d'échange constant égal à 2000 W/m².K. Dans les conditions considérées, la variation de température du fluide de refroidissement est négligeable et sa température est fixée à 50°C. Les échanges entre le fluide et la paroi du moule sont modélisés par un coefficient d'échange égal à 15 000 W/m².K. Lors de la phase d'éjection, l'outillage continue de se refroidir par les canaux de refroidissement, mais aussi par convection naturelle et rayonnement ($h_{eq} = 10$ W/m².K) entre la paroi moulante et l'environnement, ici considéré à 20°C.

L'évolution de la température d'un point représentatif du poinçon est présenté sur la figure 2a. Au démarrage, plusieurs cycles sont nécessaires avant d'atteindre le régime établi. Sur un cycle, en régime périodique établi (phase de refroidissement + phase d'éjection), l'énergie totale cédée par la pièce est d'environ 20,7 kJ, soit une puissance moyenne d'environ 900 W. L'énergie accumulée par le moule sous forme sensible est nulle. En revanche, pendant le cycle et à chaque instant, une partie du flux entrant (généré par la pièce) est stocké sous forme sensible et libéré par les canaux de refroidissement (figure 2b). Le résultat de cette modélisation 3D du système est utilisé dans la suite de l'étude comme cas de référence pour la construction d'un modèle réduit ainsi que pour évaluer l'intérêt de rajouter des matériaux à changement de phase et/ou des caloducs pour améliorer l'efficacité de refroidissement du système.

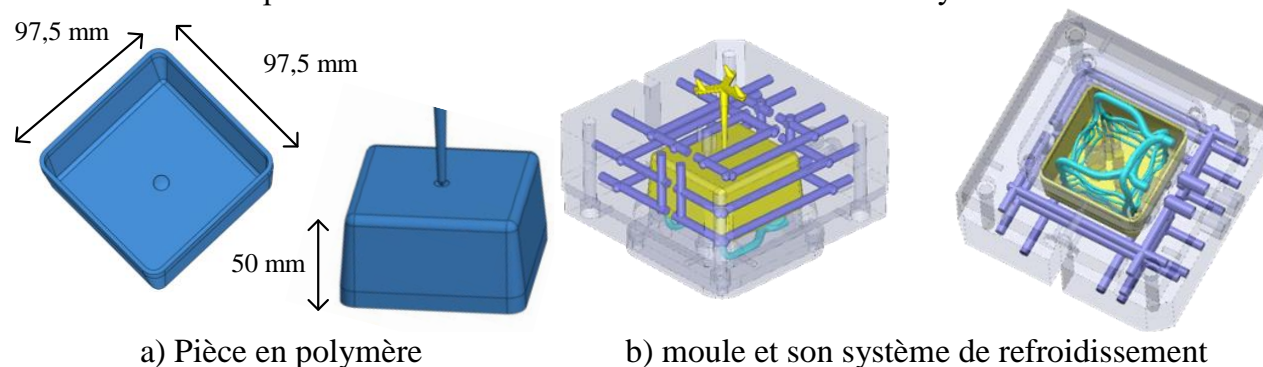
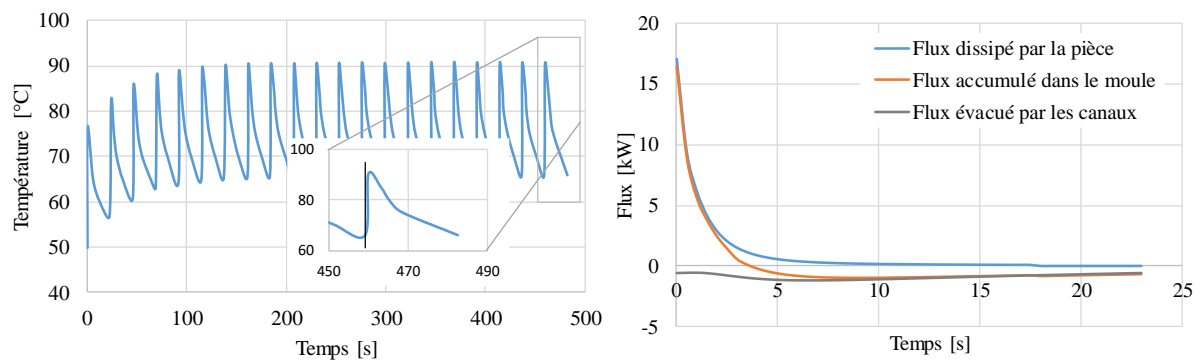


Figure 1 : Cas d'étude considéré



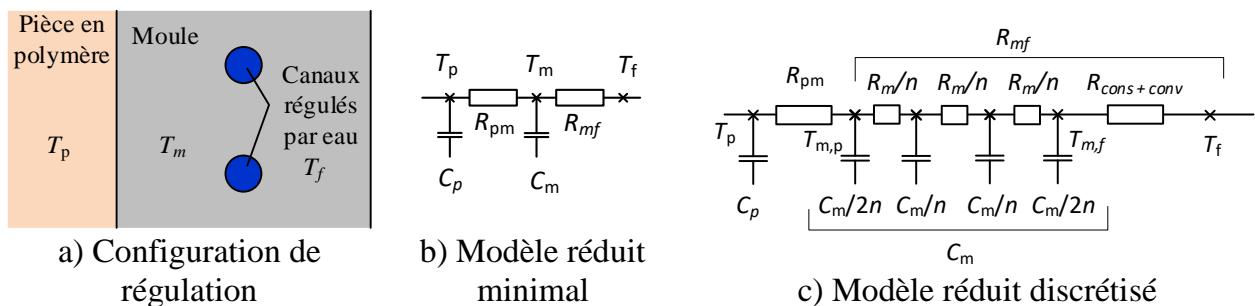
a) température du moule au contact du haut de la pièce en polymère au cours de plusieurs cycles

b) flux de chaleur au cours d'un cycle

Figure 2 : Résultats issus du modèle 3D résolu par éléments finis

2.2. Réduction du modèle 3D

La manière la plus simple de modéliser la configuration étudiée (figure 3a) est de considérer la pièce en polymère et la paroi du moule comme étant homogènes en température. Le système peut ainsi être représenté par le modèle réduit de la figure 3b, comportant deux résistances thermiques, deux capacités calorifiques et trois nœuds de température. Les phases de refroidissement et de l'éjection ne sont pas distinguées. Afin de prendre en compte les effets de déphasage du flux, il est possible de discrétiser la paroi du moule en n nœuds (figure 3c). La capacité thermique de la pièce en polymère étant faible par rapport à celle du moule, il n'est pas nécessaire de discrétiser cette pièce. La résistance de conduction 1D du moule R_m est découpée en $n-1$ résistances et une inertie thermique C_m/n est associée à chaque nœud central et $C_m/2n$ aux deux nœuds extrêmes. Une résistance supplémentaire $R_{cons+conv}$ permet de prendre en compte la constriction due à la présence des canaux de refroidissement et l'échange convectif avec le fluide. Cette dernière dépend de la taille et de l'espacement des canaux. Un schéma numérique explicite est mis en œuvre pour résoudre le problème.



a) Configuration de régulation

b) Modèle réduit minimal

c) Modèle réduit discrétisé

Figure 3 : Modélisation des transferts thermiques entre la pièce en polymère et le fluide de régulation

2.3. Estimation des paramètres du modèle thermique

Les valeurs numériques de R_{pm} , R_{mf} , C_p et C_m sont des grandeurs équivalentes qu'il est nécessaire de déterminer grâce au modèle général 3D.

La capacité calorifique apparente de la pièce correspond à l'énergie totale transférée à la pièce depuis la surface du moule, divisée par l'amplitude de la variation de température de la pièce. On trouve ici $C_p = 126 \text{ J/K}$. Cette valeur est une capacité thermique équivalente sur toute la gamme de variation de température du polymère. Elle prend en compte, en la lissant, l'enthalpie de changement de phase du matériau.

La résistance thermique R_{pm} est identifiée à partir des résultats du modèle 3D en début de cycle, en divisant l'écart de température entre la pièce et le moule par le flux instantané transmis à la surface du moule. On obtient $R_{pm} = 0,0096$ K/W, ce qui est cohérent avec le coefficient d'échange considéré dans le modèle 3D et la surface totale du moule.

Les valeurs de C_m et R_{mf} sont recalées numériquement avec les courbes de flux (Figure 2b) et avec la température minimale du moule en fin de cycle. La résistance thermique entre le moule et le liquide de refroidissement, R_{mf} vaut 0,028 K/W. Cette résistance peut être vue comme une combinaison entre la résistance de convection entre la paroi du moule et le fluide de refroidissement, la résistance de conduction 1D du moule, et une résistance de constriction du flux entre les canaux de refroidissement. La résistance de conduction 1D vaut environ 0,01 K/W. Du fait du très grand coefficient d'échange entre la paroi et le fluide de refroidissement, la résistance de convection s'avère être très faible, de l'ordre de 0,002 K/W. L'essentiel de la résistance entre le moule et le liquide de refroidissement est donc dû à la résistance de constriction dans la paroi du moule. Cette dernière est due à la taille et l'espacement des canaux, qui sont du même ordre de grandeur que la distance entre les canaux et la paroi moulante.

Pour la capacité thermique du moule, nous trouvons une valeur d'environ $C_m = 1050$ J/K. Cette inertie correspond à celle d'un moule ayant la même forme moulante, mais avec une épaisseur d'environ 6 mm. Ce résultat correspond approximativement à la distance entre la paroi moulante du moule et les canaux de refroidissement. En effet, le fluide de refroidissement tend à imposer sa température à la paroi. Ainsi, en régime établi, la température de la partie du moule située au-delà des canaux de refroidissement est égale à la température du fluide.

Les résultats obtenus avec les deux modèles sont comparés à ceux du modèle numérique dans la figure 4. Les évolutions de la température du moule au contact du haut de la pièce en polymère au cours des cycles successifs, au cours d'un cycle en régime établi et des flux entrant et sortant du moule sont comparées aux résultats obtenus avec le modèle 3D. Le modèle réduit simplifié représente bien le flux thermique sortant de la pièce. Le flux évacué par les canaux est bien modélisé en termes de valeurs minimales et maximales, mais un décalage temporel existe entre le modèle 3D et le modèle réduit car ce dernier ne peut pas prendre en compte le déphasage du flux dû à la conduction dans la paroi du moule. La température en fin de refroidissement du moule est bien reproduite, contrairement à la température en début de cycle. Celle-ci est en effet très mal définie spatialement et le modèle réduit minimal ne fournit que la température moyenne du moule. En ce qui concerne le modèle réduit discrétisé, une meilleure concordance des températures et flux thermiques est observée, ce qui montre l'intérêt de discrétiser le moule.

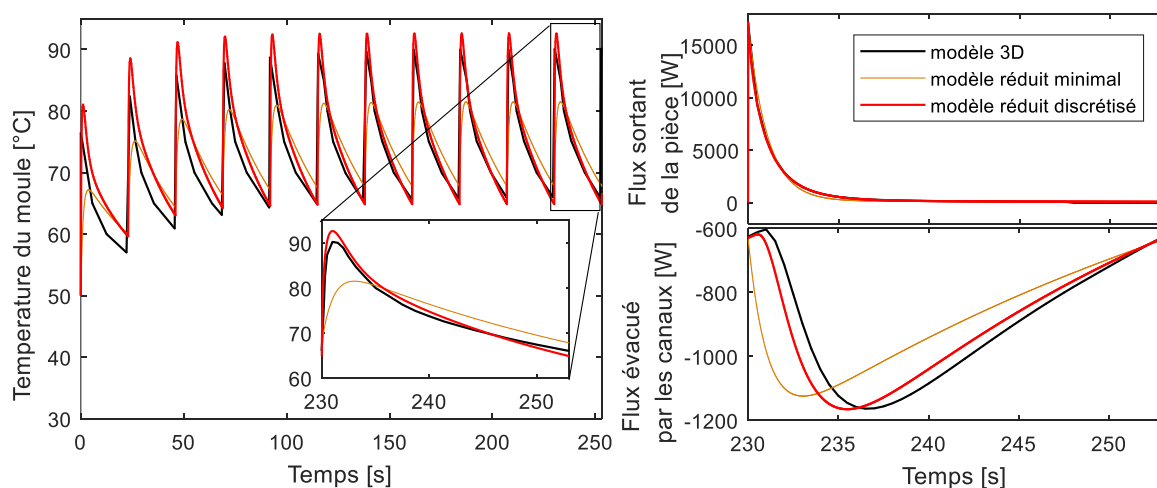


Figure 4 : Comparaison entre les résultats du modèle 3D et ceux des modèles réduits

2.4. Analyse de sensibilité aux paramètres du moule

Les modèles réduits étant représentatifs du modèle global, ils peuvent facilement être utilisés pour mieux appréhender l'effet des différents paramètres mis en jeu. Une meilleure compréhension des transferts thermiques dans la configuration usuelle permettra de mieux prédire les conséquences de l'implantation de caloducs et/ou de MCP au sein du système. Dans cette section, une analyse de sensibilité aux principaux paramètres est donc menée grâce au modèle réduit discrétisé et la figure 5 en récapitule les principaux résultats.

La conductivité thermique du moule (figure 5a) joue directement sur la résistance thermique 1D de conduction. Plus elle est élevée et plus les amplitudes de variation de la température du moule sont faibles. Le temps de mise en régime du moule (nombre de cycles nécessaires avant le régime établi) est par contre peu affecté par ce paramètre. Au final, s'il faut éviter d'utiliser des matériaux peu conducteurs, l'utilisation d'aciers ayant des conductivités proches de 30 W/mK semble satisfaisante.

L'influence de la résistance thermique de constriction et de convection (figure 5b) est beaucoup plus importante car il s'agit du phénomène limitant le transfert thermique. Une valeur de 0,02 K/W correspond à la configuration du cas d'étude actuel. Il serait possible de diminuer cette valeur, par exemple en multipliant le nombre de canaux, ce qui aurait pour conséquence de diminuer la résistance de constriction, mais il apparaît qu'une division par 2 de cette résistance n'augmente que peu les performances thermiques du système. Par contre, une augmentation de cette résistance aurait un impact fort sur les performances et en particulier sur la température maximale du moule.

L'inertie thermique du moule (figure 5c) joue un rôle particulièrement important sur le temps de mise en régime et sur le lissage du flux évacué vers les canaux, mais affecte moins l'amplitude de variation de température. Il serait intéressant de réduire ce paramètre pour diminuer le nombre de pièces à mettre au rebut au démarrage de la presse d'injection.

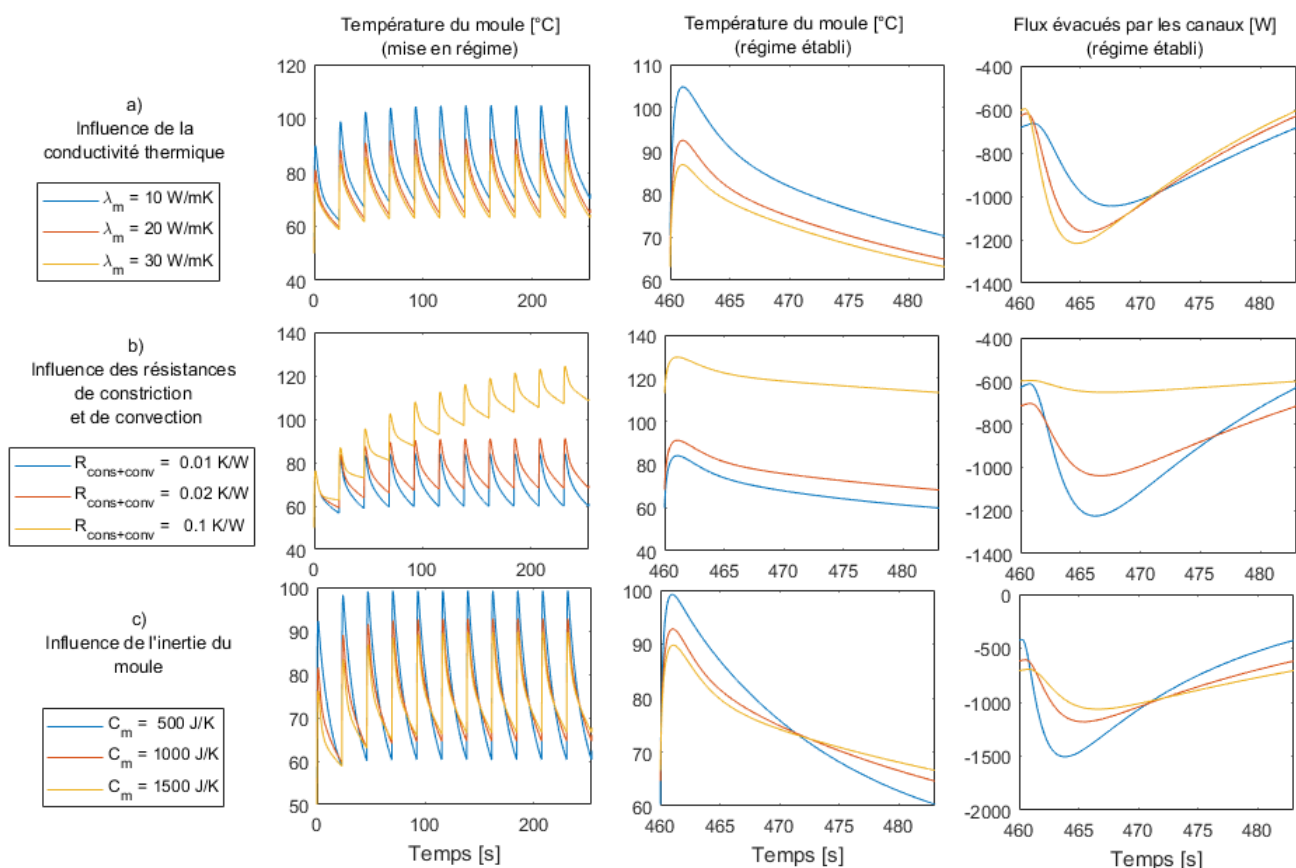


Figure 5 : Analyse de sensibilité du modèle réduit discrétisé aux différents paramètres

Au final, cette analyse thermique du cas d'étude montre que les principaux paramètres limitant les performances thermiques, aussi bien en termes d'inertie que de résistance thermique, sont le contact thermique entre le polymère et la paroi du moule, le nombre de canaux de régulation et la distance entre la paroi moulante et les canaux. Diminuer cette distance pourrait améliorer la gestion thermique du moule, mais aujourd'hui, elle est déjà dimensionnée de manière à être la plus faible possible, avec pour contrainte majeure la résistance mécanique du système. La résistance de convection en elle-même est négligeable car il y a peu de contraintes sur les débits maxima du fluide de régulation et les pertes de charges engendrées.

3. Etude de l'ajout de caloducs et/ou de MCP au sein du moule

3.1. Concept de moule sec

L'analyse thermique menée dans la section précédente correspond à un cas où le moule est refroidi par de l'eau, avec un débit important (suffisant pour limiter l'élévation de température entre l'entrée et la sortie du fluide de refroidissement) et un coefficient d'échange déjà optimisé (de l'ordre de $15\,000\text{ W/m}^2\text{K}$). Pour pouvoir concevoir des moules secs, c'est-à-dire des moules refroidis uniquement par air, il faut impérativement une surface d'échange importante entre le moule et le fluide de refroidissement pour dissiper le flux thermique mis en jeu, par exemple en utilisant des mousses métalliques.

L'efficacité des mousses métalliques comme surfaces de dissipation thermique est abondamment discutée dans la littérature. Lorsqu'elles sont optimisées thermiquement, des coefficients d'échanges convectifs équivalents (rapportés à la surface de base de la paroi) compris entre $200\text{ W/m}^2\text{K}$ et $2000\text{ W/m}^2\text{K}$ sont atteints même avec de l'air comme système de refroidissement [5–7]. La hauteur des mousses est un paramètre important car l'efficacité de la surface ailetée diminue avec celle-ci et les valeurs maximales de coefficients d'échanges ne sont obtenues qu'avec de la mousse en cuivre. Le coefficient d'échange dépend quasi linéairement de la vitesse de l'air et augmente quand les diamètres des cellules et des poutres de la mousse diminuent. Pour des cellules ayant un diamètre de l'ordre du millimètre et des poutres de quelques centaines de microns de diamètre, le coefficient d'échange direct entre la paroi de la mousse et l'air peut atteindre jusqu'à $500\text{ W/m}^2\text{K}$ [5].

Dans le cas des moules d'injection, la mousse métallique doit aussi satisfaire aux contraintes mécaniques mises en jeu, qui sont extrêmement importantes. Cette mousse ne peut donc être parfaitement optimisée thermiquement et l'utilisation de mousses avec des diamètres de cellules et de poutres de plusieurs millimètres est nécessaire. De plus, les propriétés mécaniques du matériau des mousses doivent être optimisées, souvent au détriment de ses propriétés thermiques. Ainsi, les coefficients d'échange convectif équivalents que l'on peut attendre de ce type de mousse se situent plutôt dans la fourchette inférieure de ce que l'on trouve dans la littérature. Pour pallier cela, il est envisageable d'utiliser des caloducs pour réduire la résistance thermique globale entre le moule et le fluide de refroidissement, tout en améliorant l'efficacité thermique de la mousse et en permettant ainsi l'utilisation de mousses plus épaisses que sans caloducs.

La figure 6 présente ainsi un schéma de la configuration envisagée : les canaux de refroidissement circulaires sont remplacés par une circulation d'air au sein d'une structure constituée de mousses métalliques. Il est également possible d'envisager l'utilisation de MCP afin de stocker provisoirement l'énergie thermique du système au début du cycle et la restituer à la source froide en fin de cycle. Le MCP pourrait être stocké dans une autre structure constituée de mousses métalliques et connecté thermiquement au reste du système via les caloducs. Cela pourrait permettre de lisser temporellement les flux thermiques à évacuer sans augmenter la résistance thermique entre le moule et le fluide de refroidissement.

3.2. Analyse préliminaire de l'intérêts des caloducs et/ou MCP

L'utilisation des modèles réduits permet d'analyser l'influence de l'ajout de caloducs et de matériaux à changement de phase au sein du système sans avoir à mener une étude détaillée prenant en compte la géométrie réelle envisagée. On considère dans cette étude qu'il n'est pas possible de mettre des caloducs de manière plus proche et plus dense que les canaux de refroidissement existants. La résistance de conduction 1D demeure donc inchangée par rapport au cas d'étude de base.

La figure 7 synthétise les adaptations à apporter au modèle réduit discrétisé pour prendre en compte l'ajout des caloducs et du MCP. L'ajout de caloducs revient à augmenter la surface d'échange et donc à diminuer la résistance de convection entre le moule et le fluide. Si l'on considère que la majorité du flux thermique transite via les caloducs, la résistance de constriction est toujours présente et similaire à celle du cas d'étude précédemment analysé. L'ajout de MCP revient à rajouter de l'inertie thermique au moule, mais au-delà des résistances de conduction et de constriction.

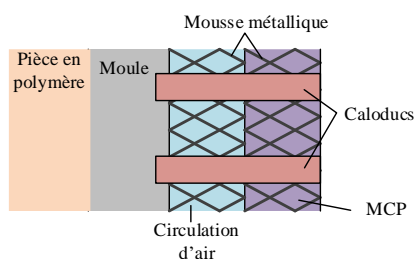


Figure 6 : Configuration envisagée pour les moules secs

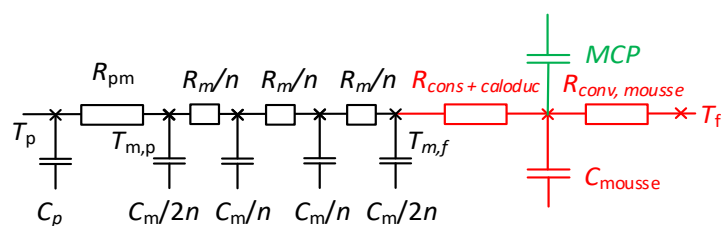


Figure 7 : Adaptation du modèle réduit pour l'ajout de caloducs et de MCP

Si l'on s'intéresse peu au phénomène de déphasage du flux thermique au sein de l'épaisseur de la paroi moulante et si l'on considère la résistance thermique des caloducs comme négligeable, il est possible de simplifier ce nouveau modèle discrétisé en considérant une température de moule homogène. Ce modèle réduit minimal serait alors identique à celui décrit dans la figure 3b. L'ajout de caloducs et de MCP peut être pris en compte directement en diminuant la valeur de la résistance thermique entre le moule et le fluide R_{mf} et en augmentant la valeur de l'inertie du moule C_m . Au final, une analyse préliminaire de l'ajout de MCP ou de caloducs peut donc se baser uniquement sur les résultats présentés dans l'analyse paramétrique présentée dans la figure 5.

Sur la base de ces observations, il apparaît donc comme peu judicieux d'ajouter du MCP au sein du système car le lissage des flux de chaleur se ferait au détriment des performances thermiques. L'impossibilité de réduire l'épaisseur de la paroi du moule (et donc la résistance de conduction 1D) à cause des contraintes mécaniques limite ainsi fortement l'intérêt d'utiliser des MCP. La figure 5b montre qu'il faut aussi impérativement conserver des niveaux de résistance thermique entre le moule et la source froide proches de ceux des moules refroidis par eau actuellement. Une résistance thermique de convection de 0,1 K/W correspond à un coefficient d'échange convectif équivalent de 200 W/m²K (rapporté à la surface de base), ce qui serait le maximum atteignable avec une mousse métallique satisfaisant aux contraintes mécaniques, mais sans caloducs. Dans ces conditions, les performances thermiques du système ne sont pas satisfaisantes et l'utilisation de caloducs apparaît donc comme indispensable pour ce type d'applications. Le défi à relever est important, tant d'un point de vue technologique (pour gérer la fabrication du système, les différentes résistances de contact, etc.) que du développement d'outils de dimensionnement (prise en compte du caractère non linéaire des caloducs, etc.), mais les enjeux justifient d'aller plus loin dans ce type d'étude.

4. Conclusion

Cette communication porte sur l'étude de faisabilité d'un moule sec, refroidi uniquement par air. Un cas d'étude est proposé et modélisé en 3D de manière fine. Une première étape de réduction de modèle permet de réduire le temps de calculs et d'effectuer une analyse paramétrique rapide. Le modèle réduit permet ainsi de reproduire remarquablement bien le comportement thermique du moule, ce qui signifie que les principales hypothèses de simplifications sont valides. Au final, les principaux flux thermiques sont contrôlés par :

- La résistance de contact entre la pièce et le moule, pour le flux entrant dans le moule.
- La résistance de conduction dans le moule, pour le flux évacué vers les canaux de refroidissement. Dans la configuration étudiée, celle-ci est due pour 1/3 à la résistance de conduction 1D et pour 2/3 par la résistance de constriction.
- L'inertie thermique de la partie du moule située entre la pièce et les canaux de refroidissement, pour les variations temporelles du flux thermique évacué par les canaux.

Il n'est ainsi d'aucune utilité de modéliser les parties du moule situées au-delà des canaux de refroidissement car leur température reste constante tout au long du cycle et ne participent donc pas aux échanges thermiques.

L'analyse thermique préliminaire d'un moule sec basé sur l'utilisation de mousses métalliques aboutit aux principales conclusions suivantes :

- L'ajout de caloducs paraît indispensable pour diminuer la résistance thermique de convection entre le moule et l'air et pallier la faible efficacité thermique que l'on peut attendre d'une mousse métallique satisfaisant aux contraintes mécaniques en jeu.
- L'utilisation de matériaux à changement de phase apparaît dans tous les cas comme peu judicieuse.

Même si la représentativité réelle du modèle utilisé reste à démontrer, le dimensionnement d'un moule sec basé sur ces résultats pourrait être proposé et servir de base à la réalisation d'une preuve de concept expérimentale illustrant l'intérêt de la configuration envisagée.

Références

- [1] X. Xu, E. Sachs, S. Allen, The Design of Conformal Cooling Channels in Injection Molding Tooling, *Polymer Engineering & Science*. 41 (2001) 1265–1279.
- [2] Y. Wang, K.-M. Yu, C.C.L. Wang, Y. Zhang, Automatic design of conformal cooling circuits for rapid tooling, *Computer-Aided Design*. 43 (2011) 1001–1010. doi:10.1016/j.cad.2011.04.011.
- [3] H. Gries, Cost factor corrosion, *Kunststoffe International*. 100 (2010) 32–35.
- [4] A. Agazzi, V. Sobotka, R. Le Goff, Y. Jarny, Uniform Cooling and Part Warpage Reduction in Injection Molding Thanks to the Design of an Effective Cooling System, *Key Engineering Materials*. 554–557 (2013) 1611–1618. doi:10.4028/www.scientific.net/KEM.554-557.1611.
- [5] S. Mao, N. Love, A. Leanos, G. Rodriguez-Melo, Correlation studies of hydrodynamics and heat transfer in metal foam heat exchangers, *Applied Thermal Engineering*. 71 (2014) 104–118. doi:10.1016/j.applthermaleng.2014.06.035.
- [6] T. Dixit, I. Ghosh, An experimental study on open cell metal foam as extended heat transfer surface, *Experimental Thermal and Fluid Science*. 77 (2016) 28–37. doi:10.1016/j.expthermflusci.2016.04.010.
- [7] K. Nawaz, J. Bock, A.M. Jacobi, Thermal-hydraulic performance of metal foam heat exchangers under dry operating conditions, *Applied Thermal Engineering*. 119 (2017) 222–232. doi:10.1016/j.applthermaleng.2017.03.056.

Remerciements

Les travaux présentés ont été financés via le projet FUI 24 Régions OUMOISS soutenu par les pôles de compétitivité ViaMéca, EMC2, iDforCAR et Plastipolis.

A thermodynamic approach to assess the minimum energy consumption required at berth to avoid overpressure on an innovative liquefied natural gas/wind electric hybrid powered ship.

Jonas THIAUCOURT^{1*}, Prof. Jean-François HETET¹, Victor DEPOERS²

¹Thermodynamics of internal combustion engines, Ecole Centrale de Nantes, LHEEA lab.

1, rue de la Noë 44300 – Nantes (France)

*(Corresponding author: jonas.thiaucourt@ec-nantes.com)

²CTO – Zéphyr & Borée, Sailing Freighters

38, rue Gabriel Péri 44100 - Nantes (France)

Abstract – Natural gas is seen as a vital “bridge fuel” to help reduce shipping emissions. However, high investment costs for liquefied natural gas storage systems is commonly cited as one of the major challenges in switching to gas. Depending on the vessel operational profile and its tank holding capability, a pressure reduction strategy (by onerous reliquefaction or unnecessary gas combustion) may be required. This should be considered early in the ship basic design process as it will impact the overall economic balance. In this conference act, a method is presented to assess the minimum fuel consumption requisite in pressurized tanks to avoid any extra pressure reduction strategies.

Nomenclature

Symbols are explained at their first occurrence in the text or/and hereunder:

P pressure, kPa abs.

\dot{m} mass flow rate, kg/s

m mass of fluid in the tank, kg

V tank nominal capacity, m³

e tank thermal insulation thickness, m

S tank internal heat exchange area, m²

h specific enthalpy, J/kg

\dot{Q} heat flow rate, W

\dot{U} internal energy rate, J/s

U internal energy, J

T temperature, K

lvl liquid level, %

LHV low heating value, MJ/kg

Greek symbols

λ thermal conductivity, W/(m.K)

α mixing parameter, -

ρ density, kg/m³

χ vapor mass fraction, kg/kg

Index and exponent

amb ambient

L liquid

V vapor

1. Introduction

In the light of ever-tightening emission standards, natural gas is perceived by ship-owners as a clean burning, worldwide available and affordable fuel choice albeit its global environmental impact is a controversial topic [1]. In 2017, the in-service and on-order fleet of natural gas-powered seagoing vessels (excluding natural gas carriers) has reached the 200 mark. It represents a year-on-year jump of 23%. It is still a small fraction of a world fleet of more than 60 000 commercial ships. Yet, this trend is leading to new opportunities and technical challenges especially regarding the fuel system.

To save space, natural gas is stored on board in insulated tanks under its liquid form (at around 111 K) known as LNG (Liquefied Natural Gas). Despite thermal insulation, heat continuously leaks into the tank, vaporizing the LNG. The resulting vapor is named Natural Boil-Off Gas (NBOG). At sea, the NBOG is withdrawn at a varying rate, depending on the fuel consumption. At berth, the energy need is usually low and part of the NBOG remains in the

tank causing a pressure increase. If the holding time, the time before the tank reaches its maximum allowable pressure, is shorter than the period at berth a pressure reduction strategy must be implemented. Direct venting of fuel vapor is not acceptable except in emergency situations. Hence, assuming the operational profile is fixed, a reliquefaction or gas combustion unit could be necessary. Such system will impact the ship's OPEX (operational expenditure) and CAPEX (capital expenditure) and therefore, should be considered early in the ship basic design study.

In this conference act, a method is presented to assess the minimum fuel consumption required at berth to prevent an excessive pressure growth thus avoiding extra equipment. First, the fuel system is described. Then, the set of equations implemented are detailed. In the last part, a case study is proposed: a concept LNG/wind electric ship using multiple removable 40 ft container LNG tanks planned to ship between Western Europe and French Guiana. The simulation details are presented with the results.

2. The fuel system

Figure 1 is a diagram of the fuel system. The study focuses on type C cryogenic tanks designed to withstand pressure as defined by the IGF code entered into force in 2017 [2]. The pressure vessel is meant to be operated roughly between 202.650 kPa abs. and a maximum allowable working pressure of 1013.25 kPa abs. with a service pressure around 709.275 kPa abs. Maintaining the service pressure above 600 kPa abs. allows conventional low-pressure gas feed by pressure difference with no further apparatus. The Pressure Build-Up unit (PBU) is a heat exchanger using water glycol to vaporize LNG. The resulting vapor is sent back to the tank and is called Forced Boil-Off Gas (FBOG). The PBU function is to maintain the service pressure when the fuel consumption is high, causing a pressure reduction in the tank. The main vaporizer (VAP) is also a water glycol heat exchanger. Its function is to vaporize the fuel before the engine inlet (low pressure, Otto cycle type). The piping allows mixing the vapor and liquid output mass flow rate (respectively \dot{m}_V et \dot{m}_L) before the vaporizer. More details on this fuel system solution and others are given by [3]. The reservoir is modelled as a cylinder with ellipsoidal heads. Its main characteristics are presented in table 1. Knowing the nominal capacity (V) and assuming a realistic ellipsoid aspect ratio (r/R) of 0.5, the insulation thickness (e), supposed uniform, is deduced from equation 1. The internal surface of the tank (S) is computed using equation 2. The tank is encapsulated with its PBU in a 40 ft container skid. The insulation material is vacuumed perlite powder. It is defined by its thermal conductivity (λ), assumed constant [4]. Furthermore:

- The vessel is assumed even keel (no trim, no list) and still;
- The thermal contraction or expansion of the tank is ignored;
- Inside the tank, the volume occupied by devices, for instance sensors, is neglected;
- LNG, which is usually composed mainly of methane (more than 80% mass fraction) will be associated to pure methane.

	Description	Value	Unit
<i>Manufacturer specifications</i>			
$L+2r$	Length	12.192	m
$2R$	Width	2.438	m
V	Nominal capacity	46	m ³
<i>Assumption regarding the geometry</i>			
r/R	Ellipsoid aspect ratio	0.5	-
<i>Computed data</i>			
e	Insulation thickness	0.0981	m
S	Internal surface	87.8	m ²
<i>Assumption regarding the insulation material</i>			
λ	Thermal conductivity	0.002	W.m ⁻¹ .K ⁻¹

Table 1 : LNG tank data

$$V = \left(\frac{4\pi (r-e)(R-e)^2}{3} \right) + (\pi(R-e)^2 L) \quad (1)$$

$$\begin{cases} S = 2\pi(R-e)^2 \left(1 + \frac{1-x^2}{x} \tanh^{-1}(x) \right) + 2\pi(R-e)L \\ x^2 = 1 - \frac{(r-e)^2}{(R-e)^2} \end{cases} \quad (2)$$

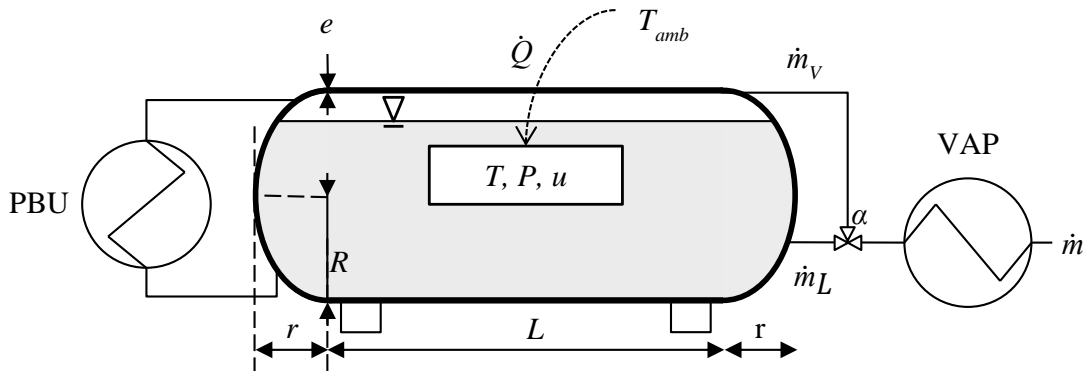


Figure 1 Diagram of the fuel system

3. Models and methods

The method tackles iteratively the following steps:

- Step 1: Compute the heat inflow (\dot{Q}) through the tank insulation system;
- Step 2: Solve the mass and energy balance for the fluid in the tank modelled as a volume in vapor-liquid equilibrium;
- Step 3: Compute the pressure (P) and temperature (T) resulting from the fluid mass and energy update using a real two-phase equation of state.

3.1. Heat transfer equation

The heat inflow in the tank is a conduction-dominant heat transfer described as:

$$\dot{Q} = \lambda \frac{S}{e} (T_{amb} - T) \quad (3)$$

3.2. Energy and mass balance

The mass flow rate toward engine inlet (\dot{m}) is the sum of the liquid and vapor output mass flow rates (respectively \dot{m}_L and \dot{m}_V). The mass balance can be written as:

$$\dot{m} = \dot{m}_L + \dot{m}_V \quad (4)$$

A mixing parameter (α) is introduced such that:

$$\dot{m}_L = \alpha \dot{m} \quad (5)$$

The fluid internal energy rate of change (\dot{U}) can be written as:

$$\dot{U} = \dot{Q} - h_L \dot{m}_L - h_V \dot{m}_V \quad (6)$$

The specific enthalpies in the liquid and vapor phase (h_L and h_V) are computed using an equation of state described in the following part.

3.3. Equation of state

An Equation of State (EOS) can be defined as a set of relations, expressing intensive parameters in terms of the independent extensive parameters. Knowing all the EOS's relations is equivalent to a complete knowledge of the system's thermodynamic properties [5]. Cubic EOS such as the Peng-Robinson EOS (PR EOS) or the Soave-Redlich-Kwong EOS (SRK EOS) are conventionally used in the oil and gas industry because they provide satisfactory results with mathematically simple correlations relating natural gas properties to pressure, temperature and fluid composition. Results show that cubic EOS tend to have major shortcomings in the prediction of LNG properties within the ranges of temperatures and pressures encountered during liquefaction. To overcome the weaknesses and limitations of existing EOS, the Chair of Thermodynamics of the Ruhr-Universität Bochum decided to develop a new wide-range equation of state for natural gases and other mixtures of a quality that enables the equation to be adopted as an international standard (ISO 20765-2/3): the GERG EOS [6]. In this report, the modified GERG-2008 EOS implemented in REFPROP (REFerence fluid PROPERTIES) 10.0 is used [7]. The following description is from the NIST website:

“The REFPROP “database” is actually a program and does not contain any experimental information, aside from the critical and triple points of the pure fluids. The program uses equations for the thermodynamic and transport properties to calculate the state points of the fluid or mixture. These equations are the most accurate equations available worldwide. ... Their high accuracy is obtained through many coefficients in the equations, and thus the calculation speed will be slower than other equations such as the Peng-Robinson cubic equations. The equations are generally valid over the entire vapor and liquid regions of the fluid, including supercritical states; the upper temperature limit is usually near the point of decomposition of the fluid, and the upper pressure (or density) limit is defined by the melting line of the substance.”

The EOS software is used at two levels. First, to set the fluid temperature, its internal energy and specific enthalpies from initial conditions: the service pressure and the mass of fluid in the tank (equation 7).

$$(T, U, h_L, h_V) = call_EOS\left(P, \frac{m}{V}\right) \quad (7)$$

Then, at each time step, the EOS is used to update the fluid pressure, temperature, specific enthalpies and the liquid level (lvl). This is done using the specific internal energy and density resulting from the energy and mass balance (equation 8).

$$\left\{ \begin{array}{l} U^{t+\Delta t} = U^t + \dot{U}\Delta t \\ m^{t+\Delta t} = m^t - \dot{m}\Delta t \\ (P, T, \rho_L, \chi, h_L, h_V) = call_EOS\left(\frac{U^{t+\Delta t}}{m}, \frac{m^{t+\Delta t}}{V}\right) \end{array} \right. \quad (8)$$

The liquid level is computed using the liquid phase density (ρ_L), the vapor mass fraction (χ) and the nominal tank capacity (equation 9).

$$lvl = \frac{m(1-\chi)}{V \times \rho_L} \quad (9)$$

4. Simulations and results

Zéphyr & Borée is a French freight company promoting the comeback of traditional sailing as a disruptive innovation; a modern freight that combines cutting-edge technologies and wind energy to reach cost effective and sustainable transport solutions. Their vessel (Figure 2) will be operated between few ports in Western Europe and French Guiana. They are currently considering a LNG/wind electric power system option. Since LNG bunkering facilities are not available yet in French Guiana, a fuel gas handling system utilizing multiple removable LNG fuel tank containers is being investigated. The containers, fitted with the tank and the PBU, can be transported by road to the nearest LNG terminal for refilling. Therefore, the loading onboard requires no bunkering procedure.



Figure 2: Concept design, courtesy of Zephyr&Borée.

The maximum expected duration at berth is 32 days. First, equations (3)-(6) are solved with different time steps. The pressure at the end of the simulation is used to check time convergence (Figure 4). From there, a time step of one day ($\Delta t=86400$ sec.) is considered. The simulation runs in few seconds on a basic laptop (HP EliteBook 840 G3 – PC x64, CPU Intel® Core™ i5-6300U CPU @2.4GHz, 2401 MHz, 2 cores RAM 8.00 Gb).

To feed the engine, mass must be removed from the tank and sent toward the vaporizer. The energy need and thus the mass flow rate toward the engine is a constant value. Withdrawing mass from the tank reduces its service pressure while the formation of NBOG increases the service pressure. Mass can be withdrawn from the vapor phase ($\alpha=0$), the liquid phase ($\alpha=1$) or partly from both phases ($0<\alpha<1$). Removing vapor diminishes the services pressure more than removing liquid. Therefore, the pressure rise is enhanced, when the mixing parameter, α , is close to 1 (Figure 3).

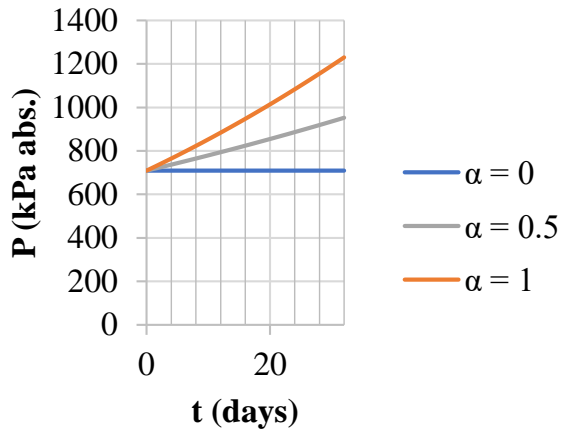


Figure 3 : Pressure history in the tank at various mixing parameters (α), with a mass flow rate of $\dot{m}=6E-4$ kg/s and an initial liquid level of 93%

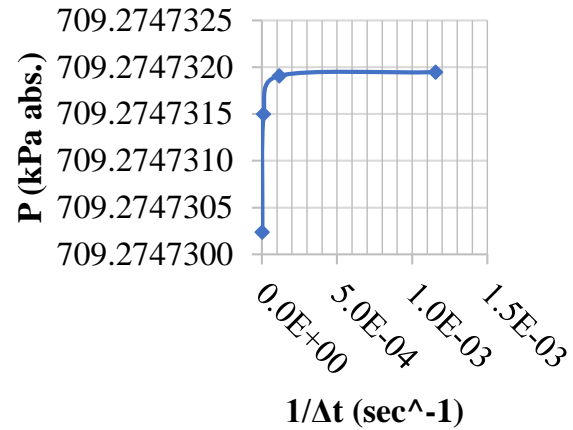


Figure 4 : Pressure in the tank after 32 days for different time steps (Δt) with an initial liquid level of 93%, $\alpha=0$ and $\dot{m}=6E-4$ kg/s.

The important piece of information is the critical mass flow rate: the mass flow rate such that the final pressure after 32 days equals the maximum allowable working pressure with $\alpha=0$. Indeed:

- If the energy need at berth implies a mass flow rate **superior to** the critical mass flow rate, the pressure in the tank will either rise without reaching the maximum allowable working pressure or decrease. If it decreases, preserving the service pressure above 600 kPa abs. is an issue to insure a sufficient flow rate at engine inlet. but **this can be done at an operational level**, by at least two methods:
 - Start the PBU to boost the vaporizing rate;
 - Rise the liquid fraction in the output flow rate ($\alpha \nearrow$). The pressure drop will be reduced if more liquid is withdrawn compared to vapor.
- If the energy need at berth implies a mass flow rate **inferior to** the critical mass flow rate, a pressure reduction strategy (reliquefaction or unnecessary combustion) will be needed. Consequently, the critical mass flow rate is a minimum limit value.

Using a Generalized Reduced Gradient (GRG) Nonlinear Solving method, the critical mass flow rate is computed for various initial liquid levels and two different ambient temperatures. The GRG solver method looks at the gradient or slope of the objective function (OF) (equation 10) as the decision variable (the mass flow rate) changes and determines that it has reached a local optimum solution when the partial derivative equals zero.

$$OF(\dot{m}) = \|1013.25 - P_{t=32 \text{ days}}(\dot{m})\| \quad (10)$$

The results are presented in Figure 5. For the sake of clarity, the critical mass flow rate is also presented as an equivalent MDO (Marine Diesel Oil) mass flow rate. This is done assuming that:

- The energy need is independent from the considered fuel;
- The MDO LHV at $P=101.325$ kPa abs. and $T=293.15$ K is 42.7 MJ/kg;
- The methane LHV at $P=101.325$ kPa abs. and $T=293.15$ K is 50.03 MJ/kg.

The minimal mass flow rate decreases linearly with the initial liquid level. Indeed, a lower initial liquid level implies a lower initial mass of fluid and thus a higher specific internal energy rise. The resulting pressure, evolving like the specific internal energy, requires a higher output mass flow to contain its development. Another parameter impacting the pressure evolution, is the ambient temperature. A colder ambient temperature leads to a lower heat flux. Consequently, less mass needs to be withdrawn to target the same pressure compared to warmer conditions.

Zephyr & Borée estimates a consumption of around 3 t eq. MDO/day at berth. Depending on the bunkering facilities, the ship will be fitted with either 14 or 28 containers. Hence the consumption of eq. MDO per day per container will be 0.214 t or 0.107 t. This is above the minimal mass flow rates computed. Therefore, a pressure reduction strategy isn't needed.

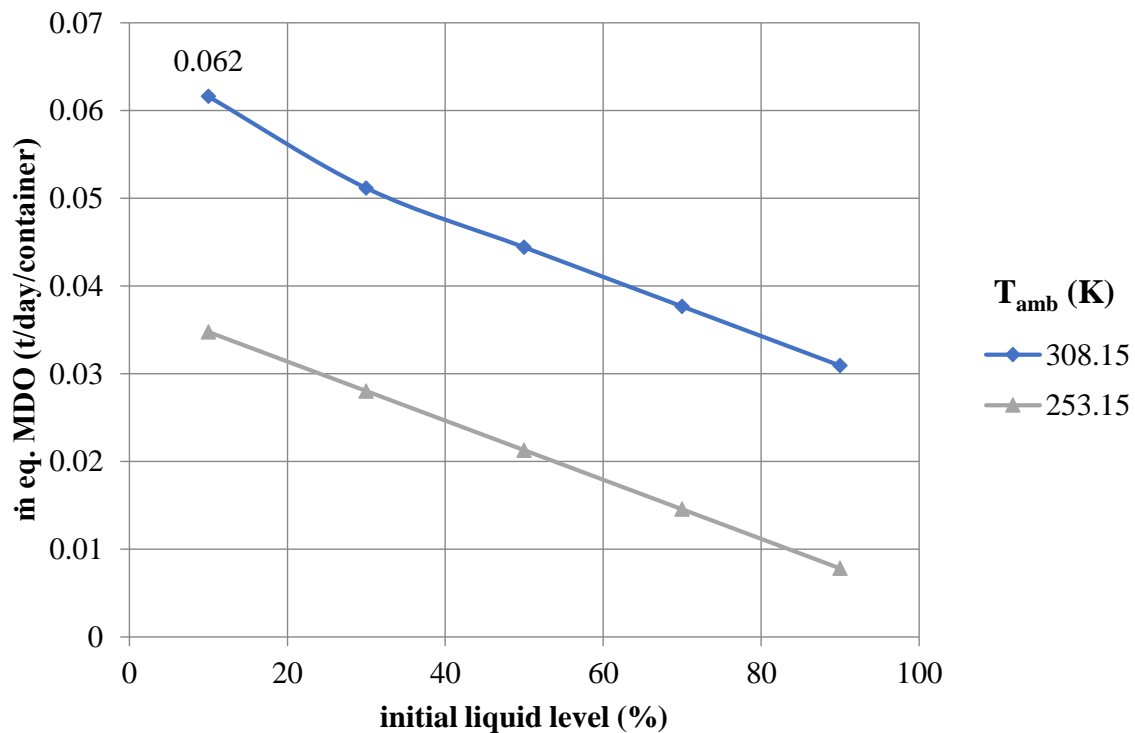


Figure 5 : The minimal mass flow rate such that $P_{t=32 \text{ days}}=1013.25$ kPa abs. starting at $P=709.275$ kPa abs. with $\alpha=0$ for various initial liquid levels and two ambient temperatures: 253.15 K and 308.15K

5. Conclusion and perspectives

In this conference act, a model is developed to assess the minimum fuel consumption required to avoid pressure reduction strategies (onerous reliquefaction or unnecessary combustion) onboard liquefied natural gas-powered ships using pressurized tanks. Using basic equations, the approach is fast and easy-to-iterate. Therefore, it is suitable during the basic ship design process. The model is applied on an innovative fuel gas handling system utilizing multiple removable LNG fuel tank containers. In the worst case, when the liquid level is low (10%) and the ambient temperature is high (308.15 K), a minimal fuel consumption of 0.062 t eq. MDO/day/container is computed. The ship owner estimates the vessel's consumption at berth around 3 t eq. MDO/day for 14 or 28 ISO 40ft. LNG tank containers. Hence, the tank holding capability is a sufficient system to avoid overpressure.

In this study, the thermal conductivity of the insulation system is a constant based on the manufacturer datasheet. Further investigations will consider various tank thermal insulation materials as this parameter also impacts significantly the fuel system cost.

6. References

- [1] M. Anderson, K. Salo, and E. Fridell, "Particle- and Gaseous Emissions from a LNG Powered Ship," *Environ. Sci. Technol.*, vol. 49, no. 20, pp. 12568–12575, Oct. 2015.
- [2] International Maritime Organization, "IGF Code." 2017.
- [3] M. Chorowski, P. Duda, J. Polinski, and J. Skrzypacz, "LNG systems for natural gas propelled ships," *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.*, vol. 101, no. 1, p. 012089, Dec. 2015.
- [4] J. Thiaucourt, K. Le Bail, and J. Hetet, "Impact of charged lng on its dynamic behaviour in a pressurized tank," in *COFRET 2018*, 2018, pp. 1–6.
- [5] H. B. Callen, *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*, 4th print. 1985.
- [6] T. Ajetunmobi, "LNG - Phase Behaviour," Imperial College London, 2010.
- [7] E. W. Lemmon, M. L. Huber, and M. O. McLinden, "NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 10.0, National Institute of Standards and Technology." 2013.

Etude théorique d'un dispositif de conversion chaleur-travail basé sur l'effet magnétocalorique

Mengdi ZHANG¹, Abdelhamid KHEIRI^{1*}, Michel FEIDT¹, Alexy DIANOUX², Denis MAILLET¹, Thomas MAZET²

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, UMR CNRS 7563 – Université de Lorraine (UL) 2 avenue de la Forêt de Haye – TSA 60604 – 54518 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex – France

²Institut Jean Lamour, UMR CNRS 7198 – Université de Lorraine (UL)

BP 70239 – 54506 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex – France

* (auteur correspondant : abdelhamid.kheiri@univ-lorraine.fr)

Résumé - Dans cet article, une modélisation analytique d'un dispositif expérimental de Roue de Curie destiné à la conversion de chaleur en travail en utilisant l'effet magnétocalorique est présentée. Elle inclut à la fois les effets thermiques et les effets magnétiques ainsi que leurs interactions. Elle permet de comprendre le comportement du matériau magnétocalorique qui équipe la Roue de Curie vis-à-vis du champ magnétique appliqué. Elle permet aussi de déterminer une épaisseur optimale qui limite les effets générés par l'atténuation et le déphasage du signal thermique imposé en surface de la roue par des jets d'air chaud et froid successifs.

Mots-clés : roue de Curie - matériau magnétocalorique - couplage thermique et magnétique – modélisation analytique.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, m^2s^{-1}	Nb	nombre de pastilles, -
A	amplitude de température, K	p	Pastille
air	air soufflé	P	période de rotation, s
b	effusivité du matériau, $J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-1/2}$	r	rayon à partir du point stagnation, m
C	Curie	T	température, K
C	paramètre de modèle thermique, -	t	temps, s
C_p	chaleur massique isobare, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	x	position d'une pastille, m
d	diamètre du jet d'air, m	x_{fc}	distance flux thermique chaud-aimant, m
D	diamètre de la roue, m	x_l	position du point milieu de la pastille, m
e	épaisseur de la roue, m	z	position suivant l'épaisseur du matériau, m
e	extérieur		
f	fluide		
F	force motrice, N		
f	fréquence de rotation, $tr.s^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
fc	fluide chaud	θ	température relative, K
fl	force surfacique, $N.m^{-2}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
H	distance entre la roue et la source, m	ρ	densité du matériau, $kg.m^{-3}$
h	coefficient de convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ω	pulsation, $rd.s^{-1}$
k	constante du modèle magnétique, -		
K	nombre de dipôles magnétiques, -	<i>Indices et exposants</i>	
l	position de l'aimant le long l'axe z , m	air	air soufflé
L	paramètre du modèle thermique, -	C	Curie
M	paramètre du modèle thermique, -	e	extérieur
mf	valeur moyenne du fluide	f	fluide
n	nombre des couches de la pastille, -	fc	fluide chaud
N	vitesse de rotation, $tr.min^{-1}$	mf	valeur moyenne du fluide
		p	pastille

1. Introduction

La chaleur fatale est par définition la chaleur rejetée par un procédé dont la production de la chaleur n'était pas la vocation première. En France [1] on estime à plus de 109 TWh la chaleur fatale non valorisée rejetée annuellement dans le secteur industriel, ce qui représente 40% de l'énergie totale consommée dans le secteur industriel. La valorisation de la chaleur fatale peut se faire en direct sans autre transformation, ou bien par changement de vecteur énergétique. On passe ainsi du vecteur chaleur au vecteur électricité. A côté des dispositifs classiques permettant cette conversion comme les moteurs thermodynamiques, ont commencé à émerger des moyens moins conventionnels basés sur les propriétés thermomagnétiques de la matière tel que l'effet magnétocalorique [2]. Son intérêt réside dans le fait qu'il peut être utilisé même dans le cas d'une source de chaleur de bas niveau pourvu que la température de Curie du matériau utilisé soit relativement basse. Il convient en effet que cette température soit proche de celle de la source de chaleur disponible de manière à ce que l'on puisse obtenir des variations de l'état magnétique du matériau, entre état ferromagnétique et état paramagnétique, par des cycles de chauffage-refroidissement successifs [3]. La présente étude concerne une modélisation thermique et une modélisation magnétique d'un dispositif expérimental de « Roue de Curie » basé sur l'effet magnétocalorique qui a été conçu et instrumenté au Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée. Les matériaux magnétocaloriques utilisés dans le cadre de la présente étude ont été élaborés par l'Institut Jean Lamour. Ils s'agit du $Y_2Fe_{16.85}Co_{0.15}$ utilisé sous forme de bandes, et du $La(FeCo)_{13}H$, utilisé sous forme de pastilles. La source chaude est constituée par de l'air chaud et le puits froid par de l'air à température ambiante ou refroidi. Le champ magnétique est assuré par quatre aimants permanents.

2. Modélisation

2.1. Modèle thermique

2.1.1. Configuration

La configuration de la roue de Curie considérée dans cette étude est schématisée sur la Figure 1a. Ce dispositif permet une succession de chauffage-refroidissement du matériau magnétocalorique (Fig. 1b) qui le fait passer d'un état ferromagnétique à un état paramagnétique et permet grâce aux quatre aimants permanents disposés autour de la roue de provoquer sa rotation. Le matériau magnétocalorique peut être disposé en bande ou en pastille sur la circonférence de la Roue.

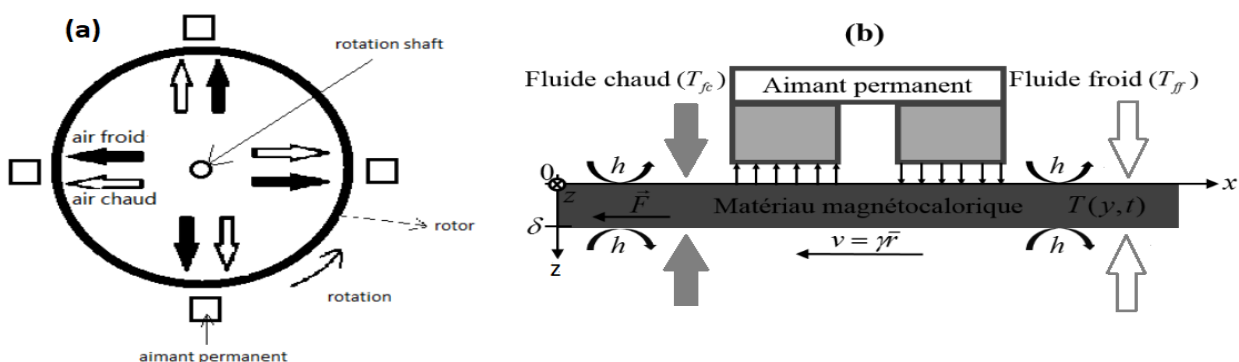


Figure 1 : Schémas représentatifs (a) de la totalité et (b) d'une partie correspondant à un pôle thermomagnétique de la roue de Curie considérée dans notre étude

2.1.2. Hypothèses

- Lors de la rotation de roue, la succession des sources de chaleur et de froid permettent de considérer que la température T_f du fluide « vu » par le matériau est sinusoïdale avec une moyenne choisie égale à la température de Curie du matériau magnétocalorique :

$$T_f = T_{mf} + A \cos(\omega t) \quad (1) \quad \text{avec } T_{mf} = \frac{T_{max} + T_{min}}{2} = T_C \quad (2)$$

$$A = \frac{T_{max} - T_{min}}{2} \quad (2) \quad f = NK/60 \quad (4) \quad \omega = 2\pi f \quad (5)$$

Où T_C est la température de Curie du matériau, T_{mf} est la température moyenne du fluide. ω est la pulsation caractérisant la rotation de la Roue, K est le nombre d'aimants permanents (dans la présente étude $K=4$).

- Le matériau est thermiquement épais dans la direction z (hypothèse de milieu semi-infini).
- Le transfert de chaleur entre le fluide chauffant/refroidissant et le matériau se fait par convection avec un coefficient h supposé constant.
- Les propriétés thermophysiques du fluide sont calculées à sa température moyenne et supposées invariables au cours du temps.

2.1.3. Modèle

En s'appuyant sur les hypothèses précédentes et en considérant la température relative du matériau magnétocalorique par rapport à sa température de Curie :

$$\theta(z, t) = T(z, t) - T_{mf} \quad (6)$$

Le système d'équations à résoudre est le suivant [5]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (7)$$

$$a = \frac{\lambda}{\rho C_p} \quad (8)$$

$$\theta(z, 0) = T_0 - T_{mf} \quad (9)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{z=0} = h (\theta_f - T(0, t)) \quad (10)$$

$$\text{Avec } \theta_f = A \cos(\omega t) \quad (11)$$

En régime quasi stationnaire, ce système d'équations possède la solution :

$$\theta(z, t) = T(z, t) - T_{mf} = AM \exp \left[-x \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \right] \cos \left(\omega t - \left(L + x \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \right) \right) \quad (12)$$

$$M = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\sqrt{C} + 2C}} \quad (13) \quad L = \text{Arctg} \left[\frac{1}{1 + \sqrt{1/C}} \right] \quad (14) \quad C = \frac{\pi}{h^2} \frac{P}{b^2} \quad (15)$$

Le terme $AMexp\left[-x\sqrt{\frac{\omega}{2a}}\right]$ est appelée le coefficient de l'atténuation qui est fonction de l'effusivité $b = \sqrt{\rho\lambda C_p}$ du matériau et de la période P . La terme $L + x\sqrt{\frac{\omega}{2a}}$ est le déphasage de température.

2.2. Modèle magnétique

2.2.1. Configuration

En raison de la symétrie, on ne considère qu'un quart de roue avec 6 pastilles du matériau magnéto-calorique (Figure 2). L'axe z passe par le centre de l'aimant permanent, et l'axe x lui est orthogonal le long de roue (Figure 3). Le point milieu de la pastille est de coordonnées $(x_l, 0)$. La largeur de la pastille est $2r_p$. La position de l'aimant permanent est $(0, l)$. (Figure 3). Ici $l = 0.008$ m.

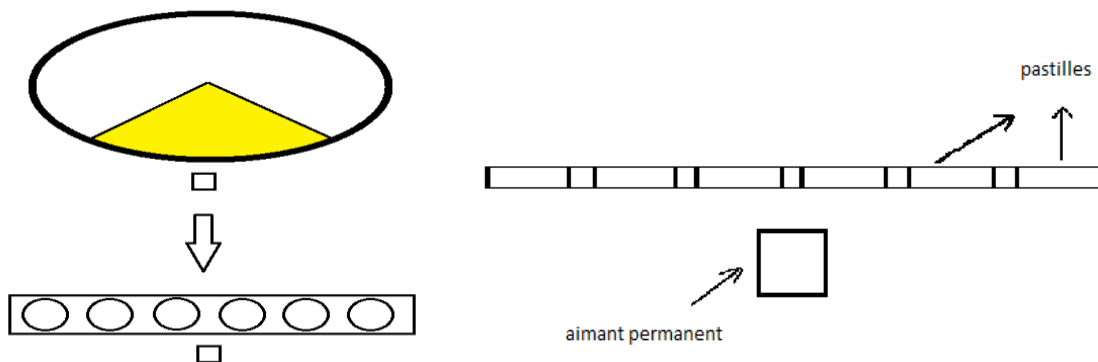


Figure 2 : Schémas représentatifs d'un quart de la roue de Curie avec le matériau en forme pastilles considérée dans l'étude magnétique

Pour développer le modèle magnétique la pastille est découpée en plusieurs éléments. La partie élémentaire est un rectangle de côtés dx et dz noirci sur la figure 3.

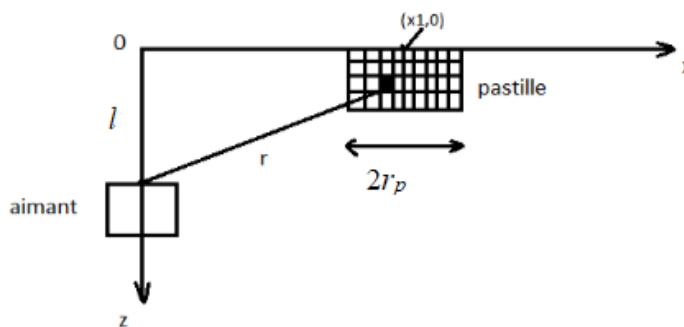


Figure 3 : Schéma de la position d'une pastille par rapport à l'aimant permanent

2.2.2. Hypothèses

- Selon l'axe z , on considère n couches horizontales qui ont, compte tenu du mode chauffage/refroidissement ont chacune une température uniforme.
- Deux modèles sont établis sous hypothèses différentes. Dans le premier modèle nous supposons que la variation des propriétés magnétiques du matériau (passage de ferromagnétique à paramagnétique) se fait d'une façon abrupte localisée à sa température de Curie (transformation du premier ordre) (Figure 4).

$$f(T) = \begin{cases} 1, & \text{si } T < T_C \\ 0, & \text{si } T > T_C \end{cases} \quad (16)$$

- Dans le deuxième modèle, nous considérons que la variation des propriétés magnétiques du matériau s'opère sur un certain intervalle de température (Figure 4) ce qui correspond à une transformation de deuxième ordre. Ici $\delta = 10$ K.

$$f(T) = \begin{cases} 1, & \text{si } T < T_C - \frac{\delta}{2} \\ 0, & \text{si } T > T_C + \frac{\delta}{2} \\ \frac{1}{2} - \frac{T - T_C}{\delta}, & \text{sinon} \end{cases} \quad (17)$$

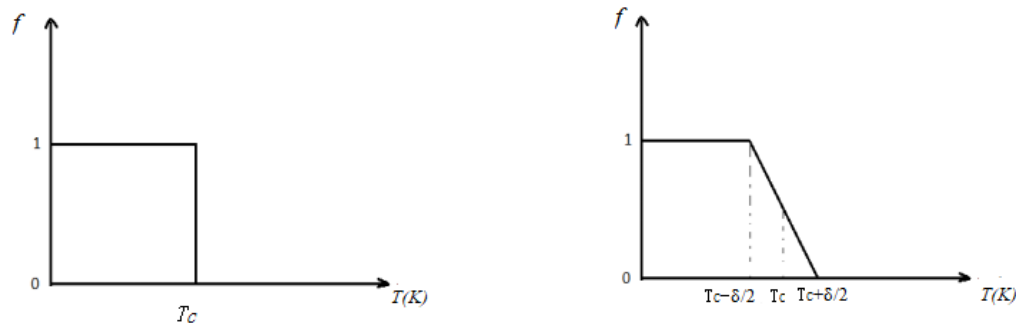


Figure 4 : Schéma des hypothèses du modèle magnétique 1 (gauche) et 2 (droite)

2.2.3. Modèles

Deux phénomènes interagissent : la variation de la température du matériau dans le sens z , qui fait qu'il sera ferromagnétique ou paramagnétique, et l'intensité du champ magnétique qui va exercer une force sur le matériau en fonction de la distance aimant-matériau. Nous considérons en première approximation que la force magnétique f_l sur la partie élémentaire $dx dz$ est inversement proportionnelle au carré de la distance aimant-matériau et qu'elle s'écrit sous la forme :

$$f_l = \frac{k f(T)}{r^2} \quad \text{où} \quad r = \sqrt{(x^2 + (l-z)^2)} \quad (18)$$

Dans cette formule, k est une constante qui dépend des propriétés magnétique du matériau de la roue d'une part et de l'aimant permanent d'autre part. $f(T)$ est la fonction définie ci-dessus (Eq.17). Seule la projection selon x de la force magnétique est utile pour la rotation de la roue. Il est donc suffisant de considérer la projection de la force f_l sur l'axe x , ici notée f_x .

$$f_x = \frac{k f(T)}{r^2} \cos \alpha \quad \text{avec} \quad \cos \alpha = \frac{x}{\sqrt{x^2 + (l-z)^2}} \quad (19)$$

$$\text{Ici } f_x = k f(T) \times \frac{x}{(x^2 + (l-z)^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (20)$$

Chaque couche correspond à un z fixe et à une température uniforme. Nous intégrons alors l'expression de la force (Eq.22) selon x puis selon z . La force magnétique totale de la pastille sera la somme des forces magnétiques de chaque couche i . Pour le matériau d'épaisseur e , la couche i est située entre $i \times \left(\frac{e}{n}\right)$ et $(i+1) \times \left(\frac{e}{n}\right)$. La force magnétique F_x de la pastille qui se situe à la position centrée sur x_l s'écrit :

$$F_x = \sum_{i=0}^{n-1} k f(T(\text{couche } i)) \times \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 + a'^2}}{1 + \sqrt{1 + b'^2}} \times \frac{1 + \sqrt{1 + d^2}}{1 + \sqrt{1 + c^2}} \right) \quad (21)$$

avec

$$a' = \frac{x_1 + r_p}{l - (i+1) \times \frac{e}{n}}, \quad b' = \frac{x_1 - r_p}{l - (i+1) \times \frac{e}{n}}, \quad c = \frac{x_1 + r_p}{l - i \times \frac{e}{n}}, \quad d = \frac{x_1 - r_p}{l - i \times \frac{e}{n}} \quad (22)$$

2.3. Résultats et discussion

Ce paragraphe présente l'analyse du modèle thermique. Les résultats présentés dans ce paragraphe correspondent à une source thermique de température de forme sinusoïdale avec une amplitude $A = 40^\circ\text{C}$. La période P est constante et égale à 0.75s (correspond à une vitesse de rotation $N = 20$ tr/min, et $K=4$).

La figure 5 représente $(T(z,t) - T_C)$ qui est la température relative du matériau. Cette température est sinusoïdale et il y a un déphasage par rapport à la température du fluide chauffant/refroidissant qui diffère en fonction de la profondeur. L'amplitude de variation de température diminue rapidement lorsque z croît.

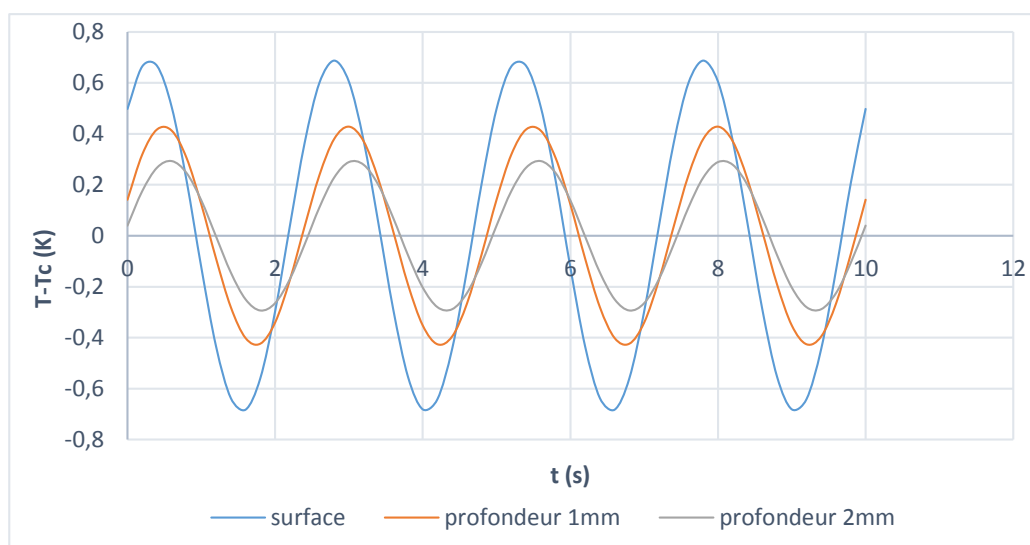


Figure 5 : $T - T_C$ en fonction du temps pour différentes profondeurs du matériau $Y_2Fe_{16.85}Co_{0.15}$

Le terme $AM \exp \left[-x \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \right]$ apparaît comme un coefficient d'atténuation. Ses valeurs sont présentées Figure 6 en fonction du coefficient de convection. Pour un matériau donné, l'effusivité thermique b étant considérée constante, le coefficient d'atténuation ne dépend plus que du coefficient de convection thermique h .

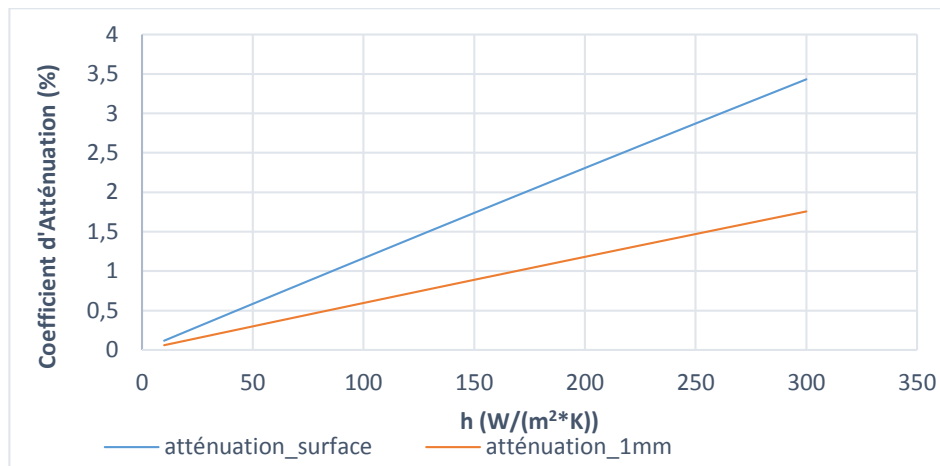


Figure 6 : Coefficient d'atténuation en fonction du coefficient de convection h

La figure 6 illustre que même si h atteindrait une valeur élevée, le coefficient d'atténuation reste très petit, moins de 5%. Cela veut dire que par exemple, si l'amplitude de la température de l'air chauffant/refroidissant est de 100 K, l'amplitude de la température de la du matériau n'atteint que 5 K sous condition que h soit très grand. Cela montre que l'accroissement du coefficient de convection h n'améliore pas beaucoup le fonctionnement de la roue. Notons aussi que les valeurs de h que l'on peut obtenir avec un jet d'air sont limitées et pratiquement inférieures à $150 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$.

Force magnétique

Les résultats présentés dans le paragraphe suivant correspondent à une roue de Curie équipée de 24 pastilles sur un rotor de diamètre extérieur $De = 240 \text{ mm}$, et des fluides chauffant/refroidissant arrivant de manière perpendiculaire à la surface de la roue en jet de diamètre $d = 4 \text{ mm}$ à une distance de la roue de $l = 80 \text{ mm}$.

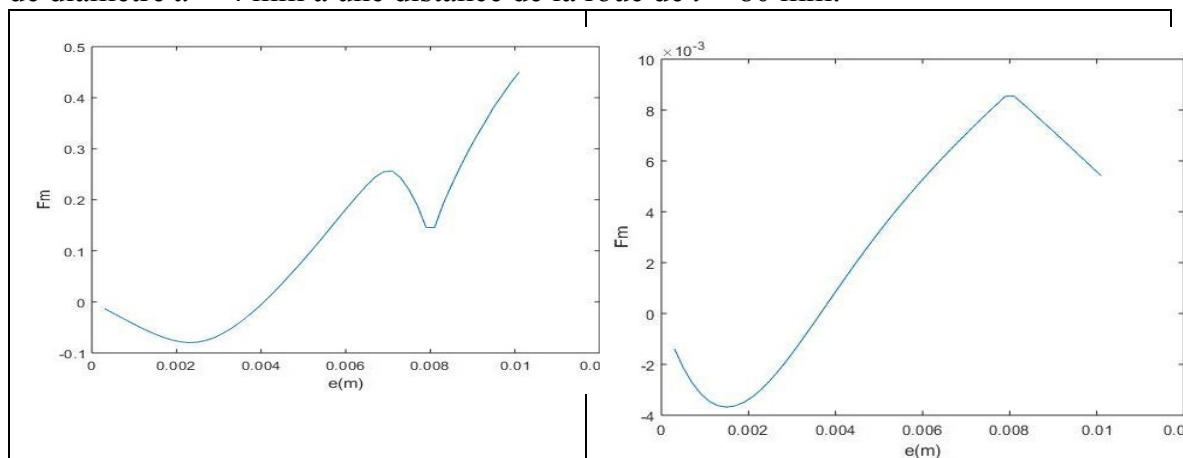


Figure 7: Force moyenne magnétique sur un quart de roue en fonction de l'épaisseur du matériau (modèle 1 gauche et modèle 2 droite)

Puisque la roue se déplace au cours du temps, la position relative des pastilles par rapport aux aimants change. La force magnétique résultante varie alors en fonction de la position angulaire des pastilles. Une valeur moyenné sur le temps de la force résultante est calculée et présentée Figure 7 pour un quart de roue. Pour la détermination de cette force, la température de la surface de la roue (selon l'axe x) est considérée de forme sinusoïdale, et la température des pastilles du matériau est déterminée avec notre modèle thermique citée plus haut en considérant que la température du fluide chauffant/refroidissant à une amplitude de 40 K. Notons par ailleurs que plus l'épaisseur de la pastille est grande, plus le risque d'inversion du signe de l'écart de température ($T_{Local} - T_C$) est grand. Or lorsque cet écart change de signe, la magnétisation du matériau est modifiée et une force magnétique peut alors prendre naissance

localement alors que l'on cherchait à la supprimer au niveau de la pastille, ou inversement. D'après la figure 7, l'épaisseur du matériau la meilleure pour assurer la rotation de la roue est 2.5 mm pour le modèle 1 et 1.5 mm pour le modèle 2, ce qui correspond à la valeur minimale de chaque courbe dans la figure 8. $F_m < 0$, et correspond à une force avec un signe négatif qui est bien dans le sens qui contribue à la rotation de la roue.

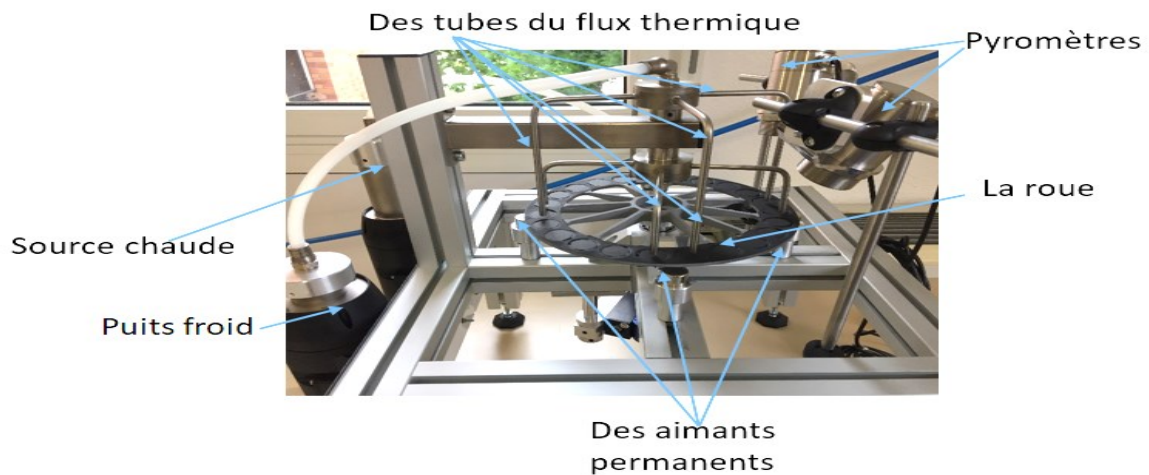


Figure 8 : Photo de la maquette

3. Conclusions et perspectives

Un modèle thermique analytique et des modèles magnétique-mécanique ont été présentés dans ce papier. Le premier permet de caractériser la roue de Curie du point de vue thermique et de mieux comprendre les conséquences de la manière dont on chauffe/refroidit le matériau sur le profil température en son sein. Le modèle magnétique établi a permis de déterminer la force motrice résultante dans le matériau magnétocalorique et de déterminer une épaisseur optimale des matériaux à utiliser dans la Roue de Curie. Le couplage entre l'aspect thermique et l'aspect magnétique-mécanique nous a permis d'aboutir à une meilleure conception dimensionnelle du matériau magnétique de la roue. Un modèle magnétique numérique, par éléments finis, qui n'a pas été présenté ici, a permis de valider les résultats du modèle analytique décrit. Notons finalement qu'un dispositif expérimental (Figure 8) a été mis en place et testé au LEMTA et de premiers résultats ont été obtenus (non présentés ici). Les mesures du couple exercé sur la roue ainsi que sa vitesse de rotation permettront d'évaluer la puissance mécanique produite et les rendements énergétique et exergetique.

Références

- [1] ADEME, La chaleur fatale : Faits et Chiffres (2017). Consultable sur <https://www.ademe.fr/chaleur-fatale>
- [2] C.S Alves et al., Simulation of a solar Curie wheel using NiFe alloy and Gd., *International Journal of Refrigeration* 37 (2014) 215-222.
- [3] K.N Andreevski et al. Investigation of the thermodynamic and physical characteristics of a thermomagnetic engine with a gadolinium working element, *Technical Physics*. 34-9 (1998).
- [4] G. El Achkar et al., Thermomagnetic conversion of low-grade waste heat into electric power, *Journal of Physics: Conference Series* 745 (2016).
- [5] G. El Achkar et al., Etude expérimentale de l'effet magnétocalorique d'un régénérateur magnétique actif fonctionnant à température ambiante, *Congrès Français de Thermique SFT* (2015).

Contribution expérimentale à l'amélioration de l'efficacité d'un compresseur à soufflet métallique de machine thermique à apport de chaleur externe

Pierre RANC^{1*,2*}, François LANZETTA^{1*}, Philippe NIKA^{1*}, Eric GAVIGNET^{1*},
Guillaume LAYES^{1*}

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France

² ANANKÉ

14, rue des entrepreneurs, Parc Technologique - 90000 Belfort, France

*(auteur correspondant : pierre.ranc@ananke.systems)

Résumé - Ces travaux s'inscrivent dans le cadre d'un projet de recherche consacré aux machines thermiques à apport de chaleur externe et plus particulièrement aux systèmes basés sur la technologie des moteurs Ericsson. Les résultats présentés dans cet article sont issus du banc d'essai d'un moteur complet qui utilise comme enceinte déformable des soufflets métalliques. Les travaux se focalisent sur la partie compression et plus particulièrement l'optimisation de celle-ci à l'aide d'une méthode de refroidissement par injection d'eau. Les conclusions de cette étude confirment une diminution de la température de compression en accord avec les données bibliographiques compilées. Des coefficients polytropiques expérimentaux sont calculés pour affiner les modèles numériques de tels dispositifs. Une étude complémentaire est prévue pour des taux de compression supérieurs en modifiant le rapport de bras de levier de la machine.

Nomenclature

k coefficient polytropique
 T température, °C
 f fréquence, Hz
 P pression, bar
 Q_m débit massique, g.s⁻¹

Symboles grecs
 τ_c taux de compression
Indices et exposants
 c compression

1. Introduction

Les compresseurs d'air sont largement utilisés depuis de très nombreuses années notamment dans les activités industrielles. L'air comprimé une fois stocké dans un réservoir est majoritairement utilisé directement comme vecteur d'énergie notamment, par l'alimentation des actionneurs pneumatiques ou directement par conversion en énergie cinétique. La demande en énergie pour sa production représente à elle seule plus de 10% de la consommation électrique totale des principales industries [1]. L'enjeu principal consiste à minimiser l'énergie de compression afin d'augmenter l'efficacité énergétique de la machine thermodynamique et de diminuer l'empreinte énergétique. Deux grandes familles de compresseurs sont identifiables ; "dynamiques" d'une part et "à déplacement positif" d'autre part, voir figure 1 [2]. Les premiers sont constitués par les technologies axiales et centrifuges. Le mouvement continu d'un ou plusieurs profils aérodynamiques impacte les particules de fluide par effet centrifuge ou cinétique. Ceux-ci sont majoritairement utilisés pour de faibles pressions de l'ordre de quelques bars et des débits moyens à importants (turbocompresseur automobile, ventilateur de soufflerie ...), mais aussi pour des pressions plus élevées de l'ordre de la dizaine de bars et des très grands débits (turbine à gaz). La seconde famille est constituée des systèmes rotatifs et alternatifs. Celle-ci

est la plus répandue dans l'industrie à travers de nombreuses technologies. Les systèmes axiaux engendrent des coûts de construction et un encombrement plus important à taux de compression égal, ils sont donc majoritairement réservés pour les applications de fortes capacités. La production d'air comprimé est le plus souvent assurée pour les faibles et moyennes puissances par la technologie scroll et alternative à piston. Les compresseurs à vis couvrent quant à eux la gamme des moyennes et fortes puissances. Cette catégorie est subdivisible en deux groupes très différents du point de vue de leur fonctionnement, à taux de compression variable ou constant. Ce choix technologique est crucial et doit être opéré en fonction du besoin final. Le premier système est bien adapté aux dispositifs qui requièrent une pression de service fixe. Cela permet de placer un point de fonctionnement de manière optimale. S'en éloigner ne sera par la suite pas possible sans une diminution importante des performances. A contrario, l'utilisation de clapets automatiques autorise la modulation du taux de compression et apporte une meilleure efficacité pour une plus grande plage de pression. Toutefois, une perte de charge singulière supplémentaire est générée avec ce système. Le dispositif étudié dans cet article fait partie de cette dernière catégorie. Le choix de la technologie appropriée n'est pas suffisant pour obtenir les meilleures performances d'ensemble. En effet, la minimisation de l'énergie de compression est une voie sinueuse qui est empruntée depuis de nombreuses années afin d'améliorer l'efficacité énergétique de ces systèmes. On recense des travaux de refroidissement par injection d'eau dans des compresseurs à piston dès le début du 20^{ème} siècle. G.G. Jacobs et L. Liebenberg ont publié un état de l'art des recherches sur cette thématique en fonction des types de fluide de refroidissement et la technologie de compresseur utilisés [3]. Ils répertorient sept publications par injection d'eau dont deux seulement avec des systèmes volumétriques alternatifs.

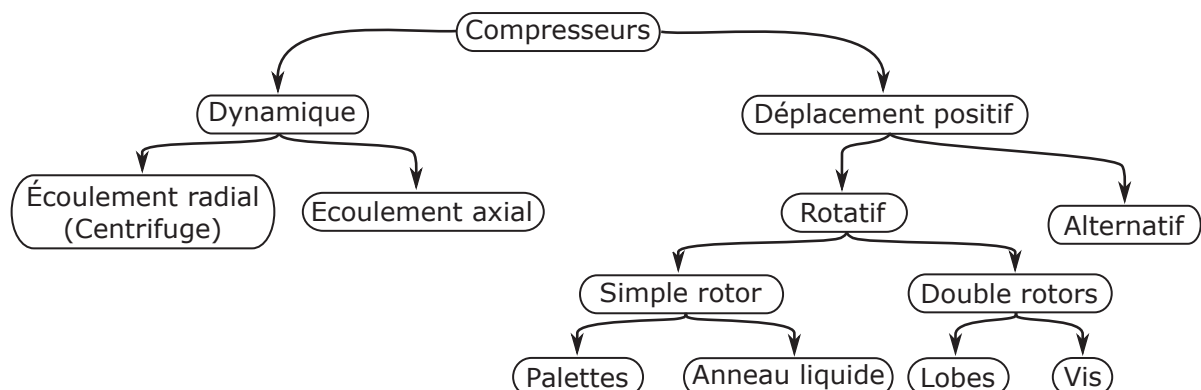


Figure 1: *Arbre de classement des compresseurs par technologies* [2]

2. Banc d'essai

Un banc d'essai de machine à apport de chaleur externe (M.A.C.E.) de type Ericsson représenté figures 2 et 3 a été réalisé au laboratoire. Sa conception spécifique lui permet d'étudier le fonctionnement de la phase de compression du cycle thermodynamique. Il comporte notamment une transmission par bras de levier atypique.

Ce dernier permet de modifier la course et ainsi la cylindrée du volume de travail. Ces volumes sont des enceintes déformables constituées de soufflets métalliques en lieu et place d'un système traditionnel par piston et cylindre. Cette solution offre l'avantage d'éliminer toutes fuites de fluide de travail liées à la segmentation des pistons, mais aussi de diminuer de manière significative les pertes par frottement aux parois. Les travaux présentés dans cet article concernent l'étude expérimentale du sous-ensemble de compression dont les caractéristiques géométriques sont illustrées dans la table 1. L'enceinte de détente est couplée au compresseur

et fournit le mouvement de translation au compresseur. Celle-ci permet un entraînement jusqu'à une fréquence maximale de 10 Hz. L'instrumentation mise en œuvre utilise des techniques de métrologie instationnaire pour différentes grandeurs comme la pression et la température aux points clés du système (aspiration, enceinte, refoulement). Les capteurs utilisés présentent une fréquence de coupure suffisante pour l'analyse des phénomènes transitoires observés (2 kHz pour les capteurs de pression du commerce et 10 Hz pour les capteurs de température, microthermocouples de type K développés au laboratoire [4]). Les incertitudes de mesure sont respectivement de ± 200 Pa et ± 0.2 °C.

Diamètre enceinte	101.6 mm	Course maximale	23.5 mm
Volume mort	100 cm ³	Rapport course alésage	0.23

Tableau 1: *Caractéristiques géométriques du compresseur*

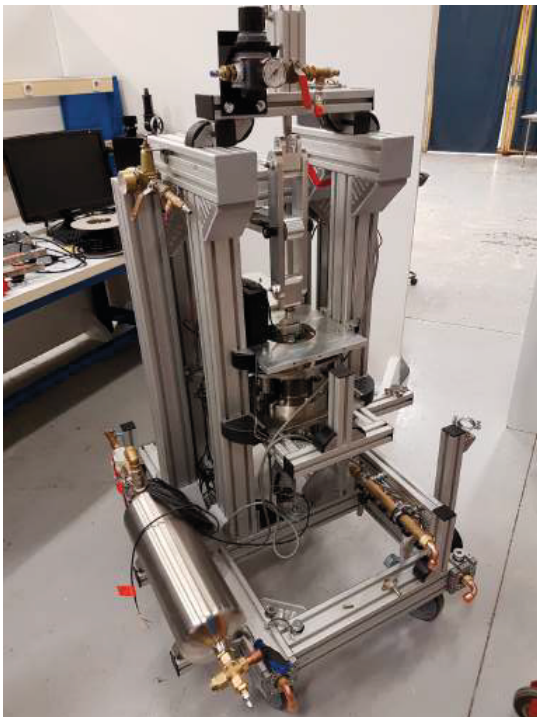


Figure 2: *Banc d'essai du M.A.C.E. à soufflet*

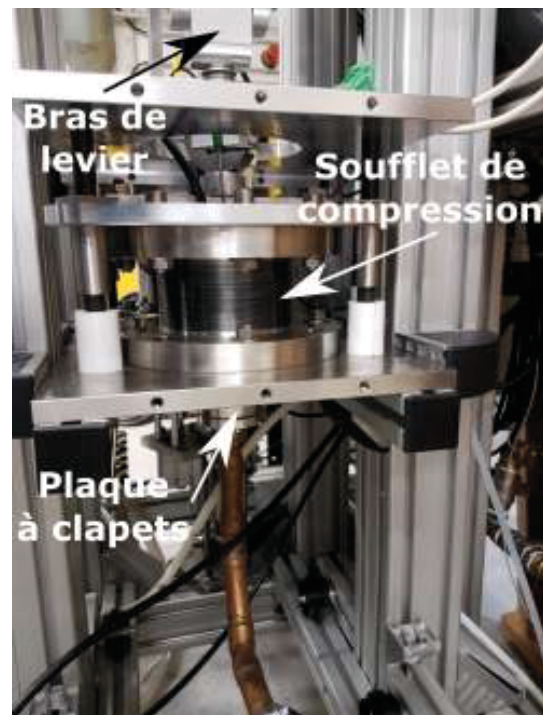
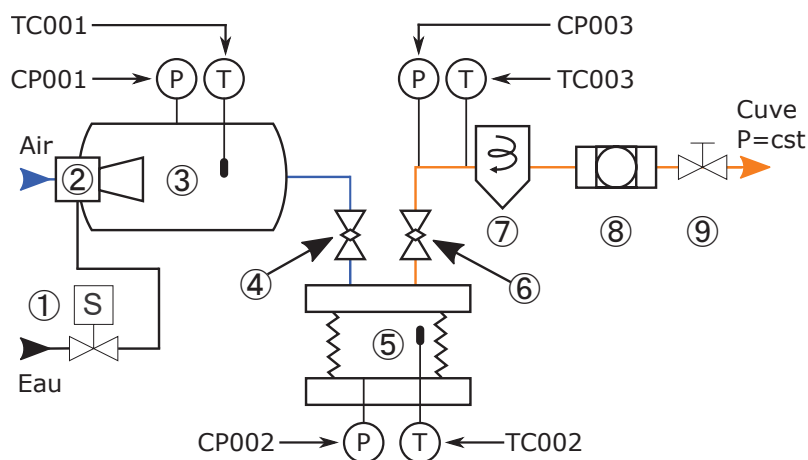


Figure 3: *Enceinte de compression à soufflet*

Un système d'injection d'eau suivant le PID illustré en figure 4 a été installé au niveau de l'enceinte de compression. La nomenclature de ce circuit est reportée dans la table 2. Celui-ci est principalement constitué d'un dispositif de pulvérisation d'eau (2) à pression constante dans une cuve de sursaturation (3). Les buses d'injection calibrées ne sont pas disposées directement dans l'enceinte de compression. Nous avons choisi de pulvériser l'eau en amont, dans l'air d'admission avant son passage par les clapets. En effet, la longueur nécessaire à l'atomisation du spray est d'environ 20 cm ce qui est bien supérieur à la course du dispositif comprise entre 2.5 cm et 4.5 cm. Le mélange de gouttelettes et d'air subit certainement une phase de légère coalescence lors de la traversée du clapet. Il est aujourd'hui difficile d'en mesurer l'étendue sans la mise en place d'une technique de métrologie optique. A l'inverse, une injection directe aurait pour conséquence une atomisation partielle. Cela diminuerait donc notre capacité à refroidir le fluide durant la phase de compression. Toutefois, il est à noter que cette méthode ne permet pas de garantir que la totalité de l'eau injectée soit admise dans le soufflet de compression.

Pour tous les essais présentés, le profil d'injection choisi est de type constant. Le pilotage de l'électrovanne (1) permet de stopper l'injection d'eau durant les phases de compression et de

transvasement ce qui permettrait d'obtenir les meilleures performances en termes de refroidissement [3]. Pour ne pas impacter la taille des gouttes, la pression d'eau sera constante lors des essais avec une pression de 8 bar. Ainsi, c'est le nombre de buses qui permet de déterminer le débit d'eau injectée dans l'air.



1	Électrovanne
2	Injecteurs
3	Cuve de sursaturation
4	Clapets d'admission
5	Enceinte de compression
6	Clapets d'échappement
7	Séparateur d'eau
8	Filtre
9	Vanne

Figure 4: P.I.D. du système d'injection d'eau

Tableau 2: Nomenclature de la figure 4

3. Résultats

Les résultats présentés dans cet article correspondent aux deux taux de compression $\tau_c = 2.25$ et $\tau_c = 1.5$. Le calcul du taux est effectué par le rapport de la pression maximale sur la pression minimale. La fréquence de fonctionnement pour tous les essais est d'environ 7 Hz. Pour le taux $\tau_c = 2.25$, les figures 5a à 5d permettent d'observer, à l'aide du capteur TC002, une diminution de la température du fluide de travail durant la phase de compression en comparaison au cas sans injection d'eau. Celle-ci évolue d'un maximum de 44.5 °C à un minimum de 35 °C soit un abaissement d'environ 9.5 °C. Il est à noter que la température de l'air admise au compresseur est initialement d'environ 22.5 °C mais que celle-ci chute jusqu'à 7 °C à mesure que le débit d'eau augmente. Cela est intrinsèquement lié au choix de la technologie de pulvérisation retenue. Nous observons en effet la vaporisation d'une partie de l'eau. Cela induit un refroidissement de l'air par absorption de la chaleur latente correspondant à la masse d'eau évaporée. Dans ces circonstances, le capteur TC001 qui est disposé en amont du compresseur mesure la température humide du mélange air / eau.

La température de l'air transvasé est mesurée par le capteur TC003 ; celui-ci nous indique que la température sans injection est d'environ 30 °C puis est abaissée à 22 °C quel que soit le débit d'eau de refroidissement. Le second jeu de données, illustré figures 6a à 6d nous permet d'observer les mêmes allures pour les différents cas étudiés. Le taux de compression est plus faible, cela induit donc des températures mesurées inférieures au cas $\tau_c = 2.25$ d'une manière générale. Celles-ci évoluent d'un maximum de 33 °C à un minimum de 27 °C soit une diminution d'environ 6 °C. Les données concernant l'admission et l'échappement sont identiques au cas précédent.

Les figures 7a à 7d correspondent respectivement aux tracés de la pression et de la température en fonction du volume pour les taux de compression $\tau_c = 2.25$ et $\tau_c = 1.5$ pour les quatre configurations d'essai présentées précédemment. De ces graphiques se distingue nettement celui réalisé sans injection d'eau, en particulier par des températures supérieures en toutes circonstances. Quel que soit le taux de compression, la température initiale de compression se situe autour de 24.5 °C contre un minimum de 18 °C. Cette variation d'environ 6.5 °C se traduit par

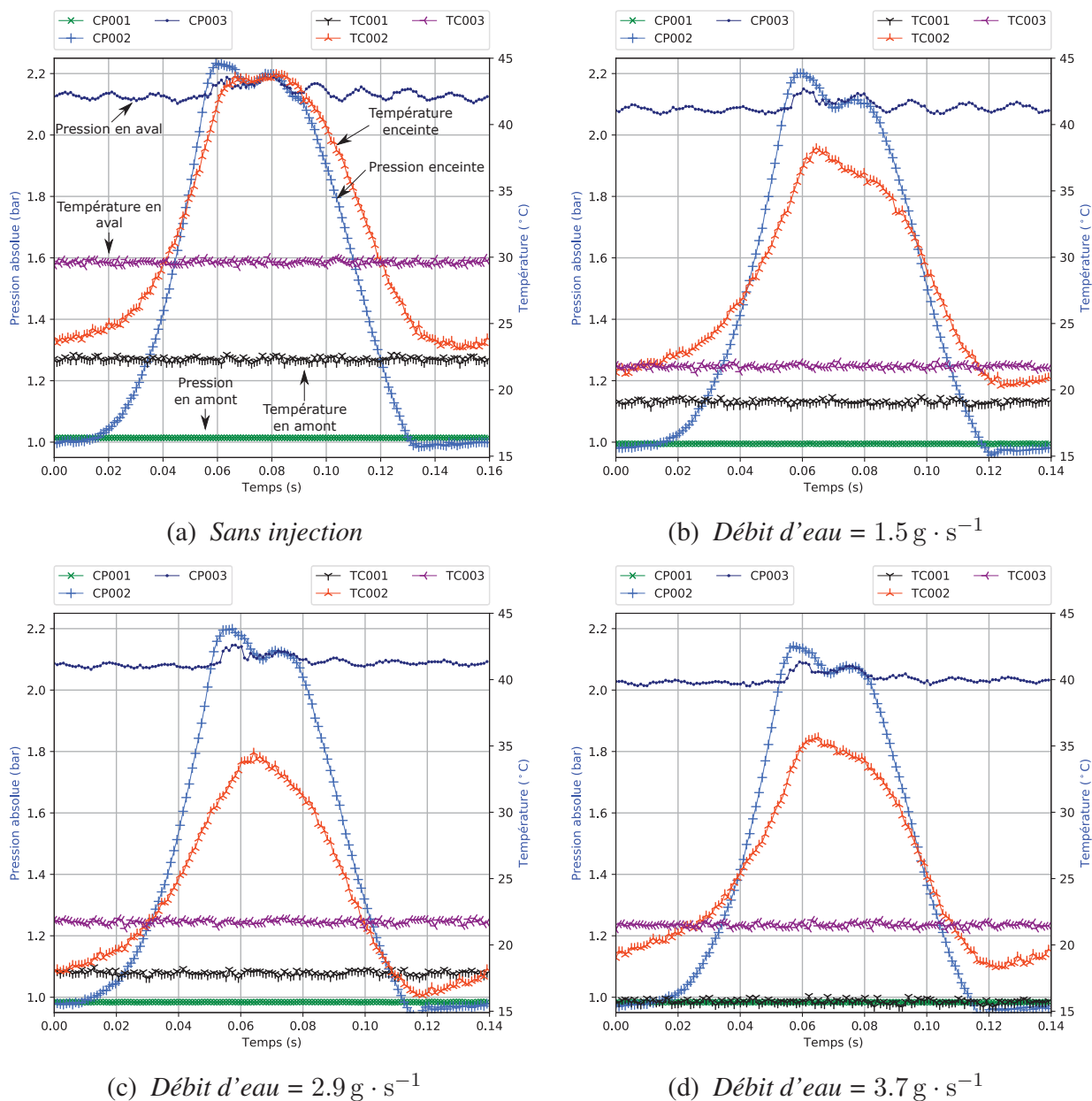


Figure 5: Évolutions de la pression et de la température au cours d'un cycle pour différents débits d'eau à $\tau c = 2,25$

un moindre remplissage en air et par conséquent un débit massique transvasé vers l'aval plus faible. La variation de cette valeur pour les conditions de fonctionnement lors des essais est d'environ 3%. Ainsi, l'injection d'eau a un impact à la fois au niveau de la température maximale atteinte, mais aussi sur le remplissage du volume du soufflet.

Les figures 7a et 7c laissent apparaître en fin de détente du volume mort, une particularité intimement liée aux essais avec injection d'eau. Cette chute de pression locale est manifestement liée au liquide injecté qui apporte une difficulté supplémentaire à l'ouverture du clapet d'admission. La mouillabilité des matériaux utilisés est très bonne, de ce fait la tension superficielle du liquide emprisonné entre le clapet et sa plaque orifice doit être vaincue avant que celui-ci puisse s'ouvrir. C'est pourquoi nous pouvons constater une pression inférieure dans l'enceinte pour ces essais. Toutefois, cela n'a pas impacté le remplissage de l'enceinte, car la pression est quasi instantanément au même niveau que l'essai de référence.

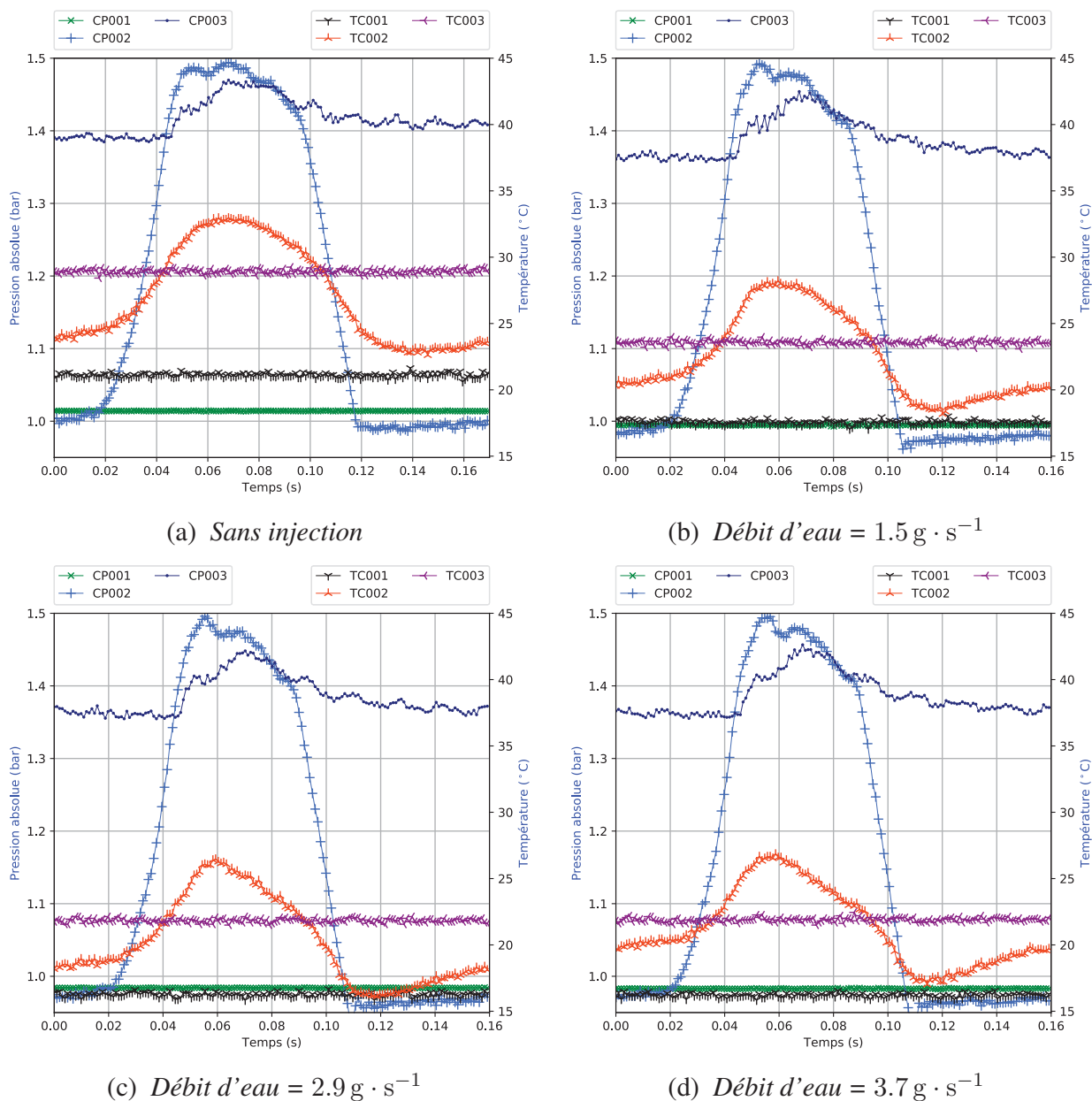


Figure 6: Évolutions de la pression et de la température au cours d'un cycle pour différents débit d'eau à $\tau_c = 1,5$

L'enjeu de cette étude est aussi d'évaluer les coefficients polytropiques de compression afin d'affiner les modèles numériques utilisés. En effet, il est encore aujourd'hui très difficile de quantifier les échanges thermiques pariétaux au sein d'une enceinte avec un balayage alternatif de fluide. Les lois expérimentales comme celles de Woschni et Adair [5] sont utilisées le plus souvent [6], ou plus récemment des corrélations à partir de résultats expérimentaux et d'études CFD comme celles de Disconzi [7].

Les figures 8 et 9 représentent l'évolution de la pression en fonction du volume au cours de la phase de compression uniquement. De part sa conception, il est difficile d'obtenir précisément les mêmes points morts haut et bas entre les différents essais. Les résultats présentés sont ceux dont les caractéristiques de déplacement sont les plus proches. La linéarisation de ces courbes permet d'obtenir le coefficient polytropique expérimental noté "k_c". Son calcul à de faibles taux de compression est mathématiquement assez délicat, d'autant plus que l'échange ther-

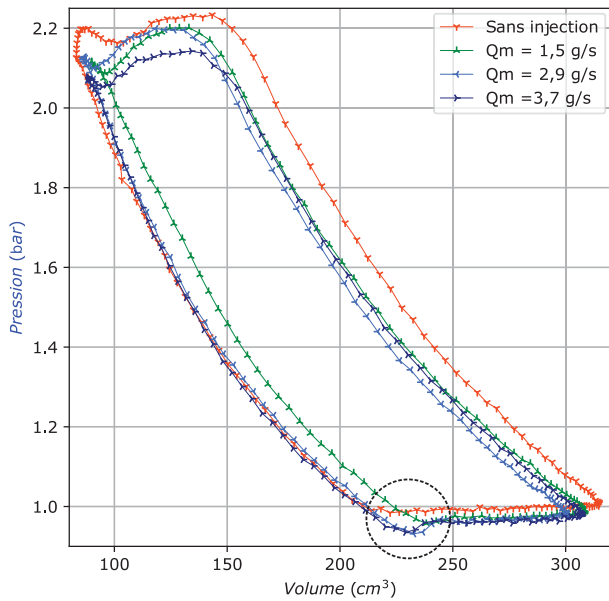
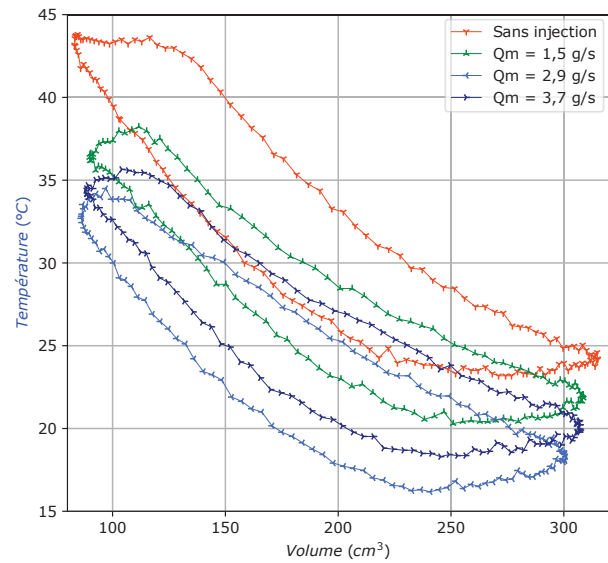
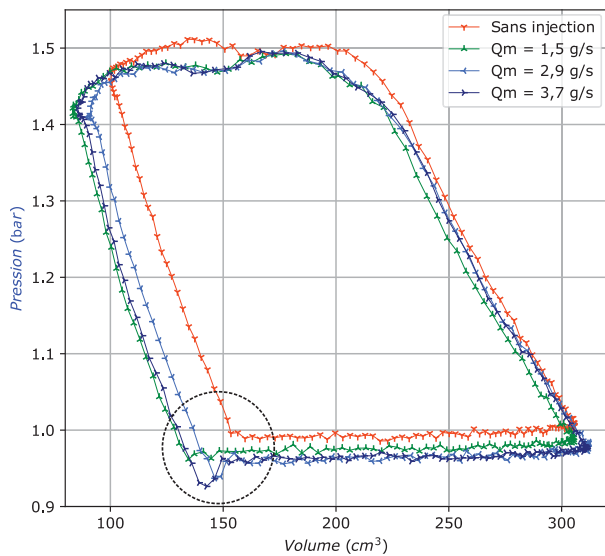
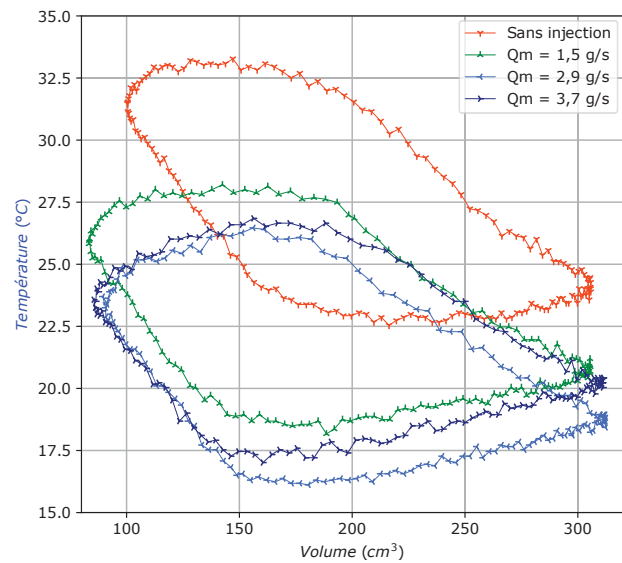

 (a) Diagramme PV à $\tau_c = 2,25$

 (b) Diagramme TV à $\tau_c = 2,25$

 (c) Diagramme PV à $\tau_c = 1,5$

 (d) Diagramme TV à $\tau_c = 1,5$

Figure 7: Diagramme de pression en fonction du volume avec et sans injection d'eau pour deux taux de compression différents, $\tau_c = 2,25$ et $\tau_c = 1,5$

mique au sein d'un compresseur à soufflet métallique est décuplé par rapport à un système à piston cylindre plus conventionnel. Cela est principalement causé par l'augmentation de la surface d'échange lié aux ondulations qui induit un flux de chaleur plus important et diminue ainsi l'énergie nécessaire à la compression avec des coefficients "k_c" relativement faibles. Néanmoins, l'injection d'eau tend à la diminuer encore plus, ce qui se traduit par une valeur de "k_c" inférieure.

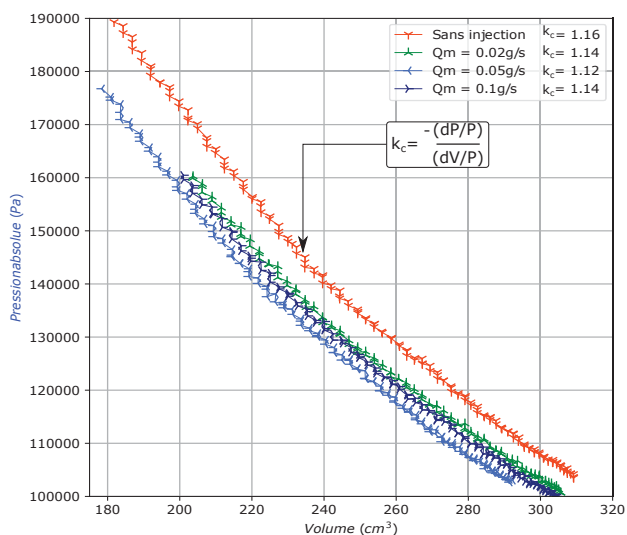


Figure 8: Évolution de la pression en fonction du volume de l'enceinte de compression et coefficient polytropique " k_c " à $\tau_c = 2,25$ avec et sans injection d'eau

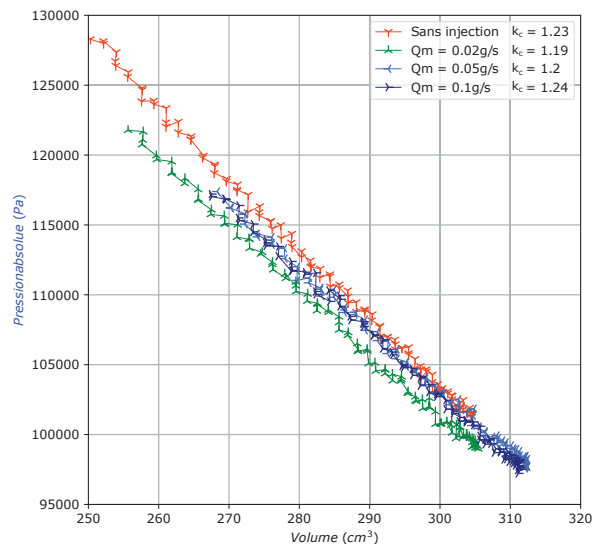


Figure 9: Évolution de la pression en fonction du volume de l'enceinte de compression et coefficient polytropique " k_c " à $\tau_c = 1,55$ avec et sans injection d'eau

4. Conclusion

Une étude expérimentale d'un prototype de M.A.C.E. développé au laboratoire et dédié à l'analyse de la compression a été réalisée. L'enceinte étudiée est instrumentée d'un capteur de pression et d'un microthermocouple afin de mesurer les évolutions instationnaires des pressions et températures au cours d'un cycle. Un dispositif d'injection d'eau a été rajouté pour analyser l'influence d'un fluide de refroidissement pulvérisé en amont du clapet d'admission par un brassage d'air et de spray. Les résultats de deux taux de compression extrêmes sont présentés et confirment les travaux existants dans la littérature. Notamment, les températures obtenues pendant les phases de compression avec injection d'eau sont toujours inférieures au cas sans injection. La linéarisation de l'évolution de compression pour les 4 essais est effectuée afin de déterminer les coefficient polytropique respectifs. Un abaissement de la valeur " k_c " par rapport à un essai sans injection est constaté quel que soit le débit d'eau. Des travaux complémentaires permettront d'étendre ces analyses pour des pressions supérieures.

Références

- [1] R. Saidur, N. Rahim, M. Hasanuzzaman, A review on compressed-air energy use and energy savings, *Renew Sustain Energy*, 14 (2010) 1135-1153.
- [2] M. Stewart, *Volume IV - Pump and Compressor Systems : Mechanical Design and Specification*, Surface Production Operations (2019) 457-525.
- [3] G.G. Jacobs, L. Liebenberg, The influence of timed coolant injection on compressor efficiency, *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, 18 (2016) 175-189.
- [4] F. Lanzetta, E. Gavignet, Thermal Measurements And Inverse Techniques, Part.1, Chap 3, Temperature Measurements : Thermoelectricity and Microthermocouples, *CRC Press, Taylor and Francis*, (2011), 95-142.
- [5] G. Woschni, Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine, *SAE paper 670931*, vol.76 (1967)
- [6] R. P. Adair, E. B. Qvale, and J. T. Pearson, Instantaneous heat transfer to cylinder wall in reciprocating compressors, *Purdue Compress. Technol*, (1972) 521-526
- [7] F. P. Disconzi, E. L. L. Pereira, and C. J. Deschamps, Development of an In-Cylinder Heat Transfer Correlation for Reciprocating Compressors, *International Compressor Engineering Conference*, 2103 (2012) 1-10

Statistical methodology approach for removing high frequency noises in the in-cylinder pressure signal of a Diesel engine

Julio CUISANO^{1*}, Freddy FLORES^{2*}, Luis CHIRINOS³, Alexandre VAUDREY⁴

^{1,2,3} Pontifical Catholic University of Peru, Lima 32 (Peru)

⁴ Université de Lyon, INSA-Lyon, LabECAM, F-69005, Lyon (France)

* (Corresponding authors: jcuisano@pucp.pe, ffloresa@pucp.pe)

Abstract – In-cylinder pressure analysis is an important tool for Diesel engine combustion diagnosis. In this study, a statistical methodology is proposed to determine the representative number of thermodynamic cycles and to select the cut-off frequencies to in-cylinder pressure signal digital filtering. The results show that the processed signals of the pressure and rate of net apparent heat release eliminate the noise peaks during the combustion process minimizing the distortion of the original signal, resulting in a useful application for combustion research.

Nomenclature

p_{cyl}	in-cylinder pressure, bar	dHRL	apparent rate of the released heat, J / °
c.a.	crankshaft angle. °	DFT	Discrete Fourier Transform
rpm	speed, rev/min	SD	standard deviation
t_{ene}	coil energization angle, °	TDC	top dead center
f_s	sampling frequency, Hz.	ATDC	after top dead center
f_0	fundamental frequency, Hz.	SD _{max}	maximum standard deviation
n_{sc}	number of samples per cycle	S_k	basic harmonic
n_c	number of cycles	N_k	average associated noise, bar

1. Introduction

Because of its inherent relationship with the combustion process, the in-cylinder pressure (p_{cyl}) is a fundamental indicator to assess internal combustion engines performance and mitigate pollutant emissions. Piezoelectric sensors are widely used for the measurement of p_{cyl} due to their small size, high sensitivity and wide range of measurement in both amplitude and frequency [1]. The calibration and the adequate mounting of the pressure sensor will allow obtaining a reliable signal of the p_{cyl} . According to reference [2], the pressure transducer must be placed flush with the combustion chamber axis and must use a conduction channel with a depth smaller than 4 mm, in order to present a good signal resolution. With a larger depth, this channel would behave like an acoustic resonator, producing oscillations and hindering the subsequent processing of the signal [3]. The importance of p_{cyl} signal lies in the amount of information it can provide, being one of the most valuable for the analysis of combustion heat release. Such calculations use the signal of p_{cyl} and its derivative, which is affected by the in-cylinder pressure oscillations during the combustion phenomenon. For that reason, in addition to averaging the signal, it is necessary to apply digital filters that allow eliminates the noise in the in-cylinder pressure raw signal. The proposed methodology consists in defining a certain number of thermodynamic cycles that minimizes the effect of cycle-by-cycle variations in combustion, and, subsequently applying a digital filter to the in-cylinder pressure raw signal based on a statistical analysis of the Discrete Fourier Transform (DFT).

2. Methodology

2.1. Implementation of the test bench

A turbo-charged Diesel engine, Cummins brand, model QSB 6.7, six cylinders in line, with a displacement of 6.7 L and a compression ratio of 17.3, has been prepared with measurement devices to register its operating conditions. The engine is installed in a test bench, equipped to measure the produced effective torque, the engine speed (rpm), the crankshaft angular position (c.a.), the time of energization of the coil of a Diesel injector (t_{ene}), and the pressure of the air in the intake manifold. To measure the in-cylinder pressure, an AVL brand piezoelectric sensor, model GU21D, with a measurement range of 0 to 250 bar has been set up. The signal from this sensor is corrected by the signal of a piezo resistive sensor (model LP11DA from AVL) which records the air pressure in the intake manifold. The sampling frequency of p_{cyl} is $0.5^\circ / \text{sample}$ [3].

2.2. Selection of the number of representative thermodynamic cycles

For the selection of the number of representative thermodynamic cycles, 100 consecutive thermodynamic cycles have been preliminarily acquired, at 87 operating points (torque x rpm) of the engine under test. However, in the present study, the only results presented are for the following two operating conditions: i) 40 Nm and 1600 rpm (unstable condition, high cyclic variation of p_{cyl}); and ii) 120 Nm and 1500 rpm (more stable condition, low cyclical variation of p_{cyl}).

In Figure 1 for example, the variation of p_{cyl} (mean value, maximum value and minimum value) as a function of the c.a., corresponding to 40 Nm and 1600 rpm, is presented. In the same figure, it can be seen that the dispersion of pressure values is located between 5° and 20° ATDC (area colored in gray), within the combustion zone, due to the energization of the fuel injector solenoid Diesel occurs at -0.5° ATDC. In addition, the signal of the standard deviation (blue color curve) increases sharply from 5° after the top dead center (ATDC), reaching its peak value (SD_{max}) at 14° ATDC.

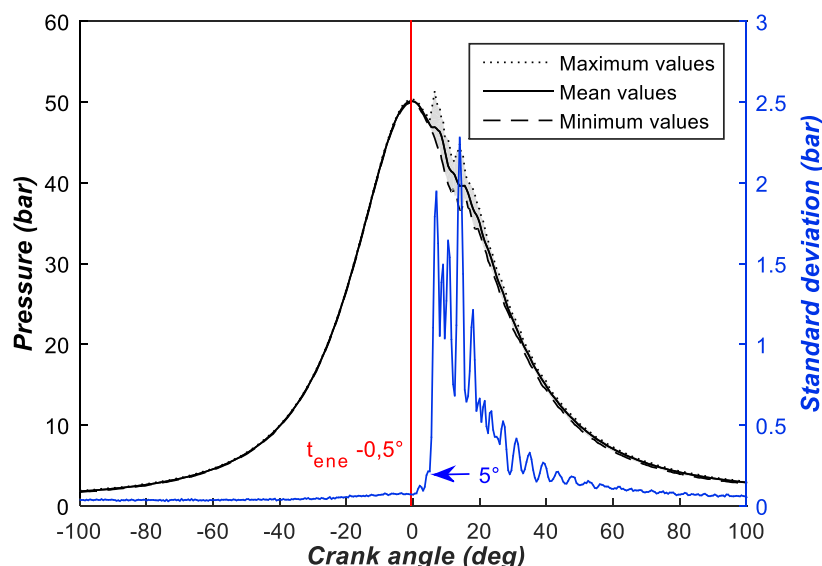


Figure 1: In-cylinder pressure and its respective standard deviation, corresponding to 100 thermodynamic cycles of the operation of the Diesel engine at 40 Nm and 1600 rpm.

To define the number of thermodynamic cycles (less than 100 cycles of the preliminary sample), we evaluate the confidence interval (CI) in the angular position corresponding to SD_{max} , in varying the number of cycles acquired from 10 to 100, with increments of 10, in order to obtain a *t-student* distribution whose reliability is equal to 95%, and for this the following equation (1) was used [5]:

$$P\left(\bar{X} - t_{\alpha/2, n-1} \cdot S/\sqrt{n} \leq \mu \leq \bar{X} + t_{\alpha/2, n-1} \cdot S/\sqrt{n}\right) = 1 - \alpha \quad (1)$$

where:

\bar{X} : average signal of n thermodynamic cycles acquired.

$t_{\alpha/2, n-1}$: probability of the t-student distribution for a reliability α (= 95%).

S : standard deviation of n data cycle at an angle with SD_{max} .

μ : expected value.

The results obtained through equation (1) are presented in Figure 2 where it is observed that as the number of evaluated cycles increases, the coverage of the CI decreases; that is, the difference between the upper limit (U) and the lower limit (L). On the other hand, as shown in Figure 3, from 50 evaluated cycles the tendency of the CI range is towards a slight decrease, confirmed with the lowest derivative of $U-L$. This result confirms that a greater number of selected cycles would not necessarily lead to lower CI coverage. Therefore, in the present study, we chose to select the amount of 50 thermodynamic cycles (CI range equivalent to 1 bar) as an adequate value for analysis of p_{cyl} and dHRL in the Diesel engine under test. This number of cycles allowed to reduce the computational load in the post-processing stage and, also, obtain a representative sample of these cycles by means of statistical tools.

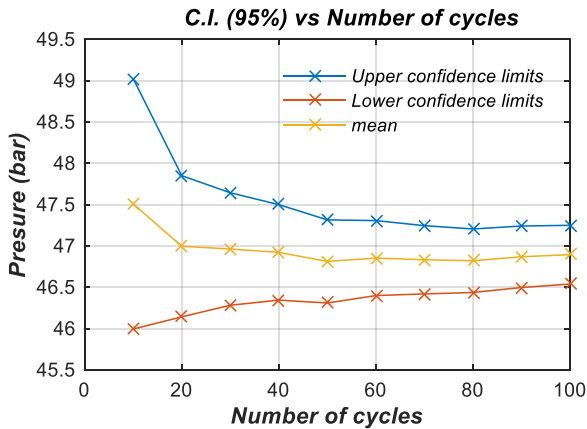


Figure 2: CI limits of p_{cyl} for the angle with the highest SD, at 40 Nm and 1600 rpm.

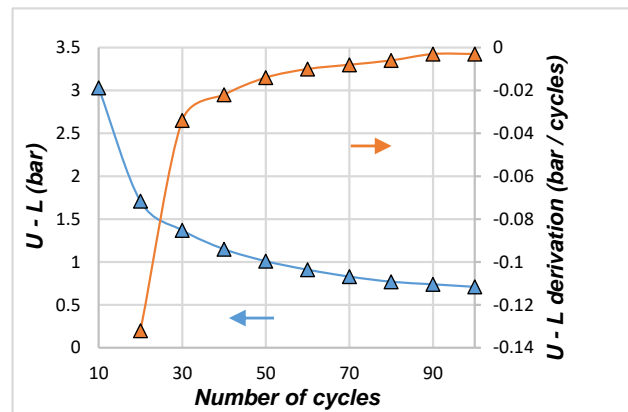


Figure 3: CI range ($U-L$) and derivative for angle with greater SD, in 40 Nm and 1600 rpm.

2.3. Digital processing of the p_{cyl} signal

The post-processing of the signal of p_{cyl} corresponding to the 50 thermodynamic cycles, representative of each one of the points of operation of the evaluated engine, allowed to reduce the noise present during the combustion phase. The calculation of the cut-off frequency has been determined using an adaptive method proposed in reference [6], based on the statistical analysis of the spectrum of the Discrete Fourier Transform (DFT). The DFT has been applied to the p_{cyl} signal for each of the 50 consecutive thermodynamic cycles selected (n_c), with a defined number of samples per cycle (n_{mc}), based on the sampling frequency (f_s). The magnitude of the polar representation of the DFT gave relevant information about the behavior of the p_{cyl}

signal [7]. The frequency domain (f_i) for each sample i as a function of f_s was defined using the following equation (2):

$$f_i = -\frac{f_s}{2} + \frac{f_s \times (i-1)}{n_c \times n_{mc}} = f_s \left(\frac{(i-1)}{n_c \times n_{mc}} - \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

where $i: [1: 1: n_c \times n_{mc}]$.

The fundamental frequency (f_0) corresponded to the frequency of the thermodynamic cycle. In this sense, the normalized frequency (f^n) was determined as a function of f_0 according to equation (3):

$$f^n = \frac{f_i}{f_0} = f_s \left(\frac{(i-1)}{n_c \times n_{mc}} - \frac{1}{2} \right) \times \frac{n_{mc}}{f_s} = \frac{(i-1)}{n_c} - \frac{n_{mc}}{2} \quad (3)$$

For a periodic signal, the only frequencies that contain information on the average cycle are the multiples harmonics of the fundamental frequency ($f_i = f_0, 2f_0, 3f_0, \dots$) [6].

2.3.1. Statistical analysis to determine the cut harmonic - procedure A

Initially, the signal of p_{cyl} is defined as a random signal, with a normal distribution noted N , so that the values of the basics harmonics of the DFT of p_{cyl} , S_k , also fulfilled this distribution:

$$S_k \equiv N(\hat{S}_k, \sigma_k) \quad (4)$$

The expected value of the basic harmonic (\hat{S}_k) and its standard deviation (σ_k) are unknown values (typical of the population), while the acquired data only provide the average value of an estimated sample (S_k) with its respective standard deviation. Hence, according to references [4] and [6], the standard deviation of the noise associated with the population corresponding to the basic harmonic (s_{N_k}) has the same value as σ_k , since both are affected by the same error. The statistical distribution of noise, N_k , is calculated by means of equation (5), for the $(n_c - 1)$ samples between each basic harmonic:

$$N_k \equiv N(\hat{N}_k, s_{N_k}) \quad (5)$$

The variables of the standard deviation of the sample and the population are related by means of equation (6):

$$s_{N_k} = \frac{\sigma_k}{\sqrt{n_c - 1}} \quad (6)$$

for each $k: \left[-\frac{n_{mc}}{2} : \frac{1}{n_c} : \frac{n_{mc}}{2} \right]$.

The objective in this stage was to identify the basic harmonic where the confidence interval (CI) of $(S_k - N_k)$ contains the value of zero [6]; for this, the values of $(S_k - N_k)$ should have a normal distribution, according to equation (7):

$$S_k - N_k \equiv N(\hat{S}_k - \hat{N}_k, \sigma_{dif_k}) \quad (7)$$

We define σ_{dif_k} according to the inferential statistics. Following, the term $(S_k - N_k)$ is standardized according to Z variable [5], obtaining that:

$$\frac{S_k - N_k - (\hat{S}_k - \hat{N}_k)}{\sigma_k \sqrt{\frac{n_c}{n_c - 1}}} \equiv N(0; 1) \quad (8)$$

The number of samples (n) is related to the standard deviation of the sample (S) and σ , since they have the *chi-square* distribution (χ^2), so that:

$$\chi^2 = \frac{(n-1) S^2}{\sigma^2} \quad (9)$$

where n equals the samples of the noise signal, for each k : $n = n_c - 1$. So:

$$\chi_{n_c-2}^2 = \frac{(n_c-2) s_k^2}{\sigma_k^2} \quad (10)$$

The relationship between the variables *chi-square*, Z and *t-student* test – variable noted T – is given by the equation (11) [5]:

$$T = \frac{Z}{\sqrt{\chi_{n_c-2}^2 / (n_c-2)}} \quad (11)$$

Replacing all of the above in (12) is the value associated with the *t-student* test (T) curve:

$$T = \frac{S_k - N_k - (\hat{S}_k - \hat{N}_k)}{s_k \sqrt{\frac{n_c}{n_c-1}}} \quad (12)$$

For the confidence interval (CI) with reliability equal to $100 \times (1 - \alpha)\%$, according to the *t-student* distribution, it is obtained that:

$$\left\{ (S_k - N_k) - t_{\alpha/2}^{n_c-2} \cdot s_k \sqrt{\frac{n_c}{n_c-1}} \leq (\hat{S}_k - \hat{N}_k) \leq (S_k - N_k) + t_{\alpha/2}^{n_c-2} \cdot s_k \sqrt{\frac{n_c}{n_c-1}} \right\} = 1 - \alpha \quad (13)$$

In this way, it is possible to identify the basic harmonic (k). In this harmonic, the signal referring to the average cycle (S_k) and the mean of the signal associated with noise (N_k) have the same magnitude, with a reliability of 98%. Accordingly, the upper limit of CI must be greater than zero and the lower limit less than zero, and the values from 1 to k can be evaluated. Then, a digital filter of the *sync-windowed* form [4] can be applied to the identified k -harmonic (cut-off frequency), and the inverse of the DFT can be used to convert the frequency domain to the time domain.

2.3.2. Identification of "sharp trough" in the DFT spectrum to determine the cut-off harmonic - procedure B

According to the reference [9], the spectrum of the DFT reveals the existence or absence of repetitive patterns of the signal; the distortions generated by the noise are manifest in the spectrum of the DFT, in the form of a sharp trough or a peak in the spectrum of the signal. This behavior is shown in Figure 4, with harmonics S_{117} and S_{194} . Harmonic S_{117} was the selected cut-off frequency calculated according to the statistical analysis (method A) and coincides with the first "sharp trough" identified in the spectrum of the DFT (method B). A second "sharp trough" in Figure 4 would be the harmonic S_{194} .

As noted in Figure 4, both methods (A and B) coincide in the selection of the cut-off frequency for a stable motor condition. However, it is important to note that procedure B requires the prior identification of the "sharp trough" of the DFT spectrum, assuming that the said phenomenon is an effective indicator of the presence of noise in the signal. In addition, both procedures must be applied in other operating conditions of the motor to grant greater reliability to the selection of the cut-off frequency.

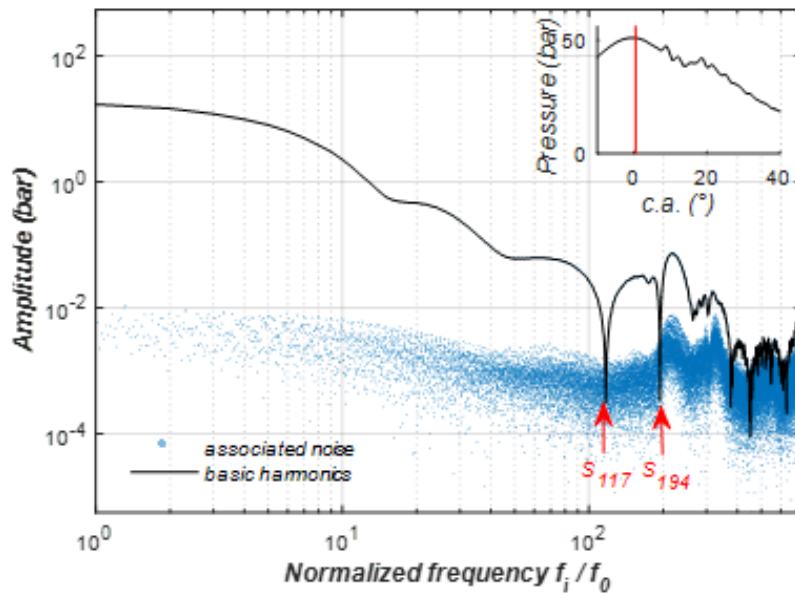


Figure 4. Spectrum of the DFT (logarithmic scale) in the condition of 120 Nm and 1500 rpm and medium signal (unfiltered) of p_{cyl} (upper right).

On the other hand, in order to verify the effect caused by the removal of noise in the signal of p_{cyl} , methods A and B, as parts of the proposed methodology, have been used to analyze the behavior of the curve of the apparent rate of heat released along combustion (dHRL). The dHRL has been obtained from the first law of thermodynamics applied to the volume defined by the walls of the combustion chamber of the motor [8] and expressed by equation (14), which considers the filtered signal of p_{cyl} instead of the variable p :

$$dQ_n = \frac{\lambda}{\lambda-1} p \frac{dv}{dt} + \frac{1}{\lambda-1} V \frac{dp}{dt} \quad (14)$$

3. Results

Figure 5 shows the results obtained by filtering the p_{cyl} signal (Figure 5A and Figure 5B) with its respective dHRL (Figure 5C and Figure 5D) using 50 thermodynamic cycles selected statistically and using two cut-off frequencies, for the operation with less cyclical variation (120 Nm at 1500 rpm).

On the left side of this figure (Figure 5A and Figure 5C) the average signal of p_{cyl} and dHRL (in red color) and their corresponding filtered values are shown (in blue), using the cut-off harmonic S_{194} that was calculated by statistical analysis, so by procedure A. On the right side (Figure 5B and Figure 5D), the same variables are presented, but in this case the signal was filtered using the B procedure, that is, the cut-off frequency was selected based on the identification of the "sharp trough" (first channel) that appears in the DFT spectrum (S_{117}). When comparing the in-cylinder pressure raw signal against its corresponding filtered signal, it is verified that both cut-off harmonics selected (S_{117} and S_{194}) soften the pressure curve during the combustion phase (region between 4 and 12 ° ATDC). Nevertheless, the quality of the rate of heat release [6] (dHRL curve) is better when the cut-off harmonic is S_{117} (procedure B).

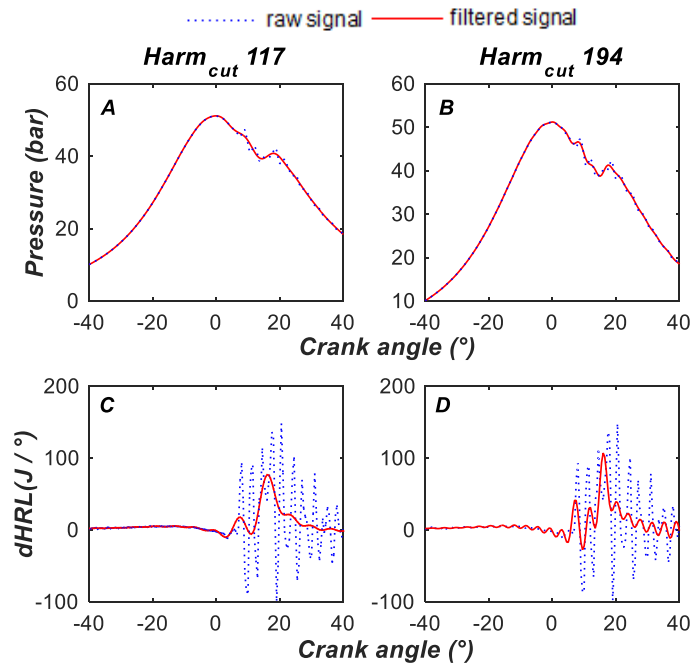


Figure 5. Signal of p_{cyl} filtered (A and B) and its respective dHRL (C and D) calculated for two cut-off harmonics ($Harm_{cut}$). Engine operating condition at 120 Nm and 1500 rpm.

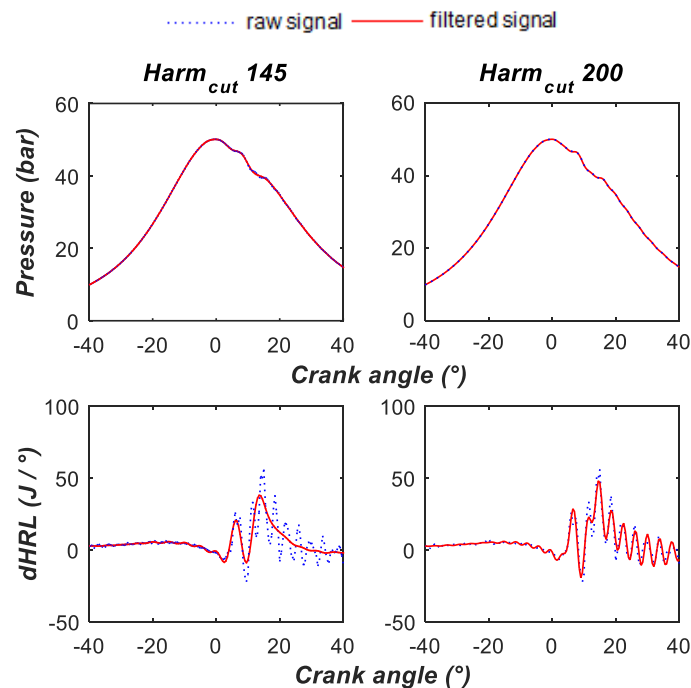


Figure 6. Signal of p_{cyl} filtered (A and B) and its respective dHRL (C and D) calculated for two cut-off harmonics ($Harm_{cut}$). Engine operating condition at 40 Nm and 1600 rpm.

When analyzing the curve of the apparent rate of the released heat (dHRL), it is verified that, during the combustion phase, the harmonics S_{194} and S_{117} effectively attenuate the variations of the dHRL, caused by the pressure derivative (see equation (14)). By using the harmonic S_{194} , as cut-off frequency, it is possible to reduce the peak of the dHRL, from 148 J/° (in 20.5° ATDC) to 107 J/° (in 16° ATDC); while using the harmonic S_{117} the dHRL peak is decreased to 77 J/° (in 16° ATDC) for the same operating point. Furthermore, by integrating the area under the curves resulting from the filtered dHRL, between 0° and 38° ATDC, it is verified

that the energy released is greater when using S_{117} instead of S_{194} ; and with S_{117} the energy released is closer to that supplied by the fuel at that point of operation of the engine. Another aspect to be mentioned is that by using S_{117} a smoother evolution of the dHRL is obtained and is related to that shown in the reference [8]. Similar results have been obtained by filtering the p_{cyl} signal in the operating condition with the greatest cycle-by-cycle variation (40 Nm at 1600 rpm, see Figure 6). However, in this late condition, the cut-off harmonics were higher when using both techniques: 145 with procedure A and 200 with procedure B.

4. Conclusions

The noise in the signal of p_{cyl} is located in the high frequency zone and is amplified considerably when calculating its derivative, generating a source of considerable error in the dHRL calculations. Through two procedures the cut-off harmonic has been identified, after which the noise begins to distort the original signal of p_{cyl} . In the present study, a methodology approach was developed to identify the cut-off harmonic by the procedures: a statistical procedure and a procedure for identification of "sharp trough" in the DFT spectrum.

The procedure of identifying "sharp trough" in the DFT spectrum (procedure B) generated better results in the evolution of p_{cyl} and dHRL, in two different engine operating conditions (high and low cycle-by-cycle variability of the p_{cyl}). Cutting harmonics were 117 and 194 in the points of least and greatest variability, respectively. The methodology approach, including the two procedures for the selection of the cut-off harmonic, can be used to remove the high frequency noise from the in-cylinder pressure signals of different Diesel engine technologies, improving the tools for the diagnosis of the combustion. However, to implement online noise removal, procedure B would be prioritized because of its simplicity in its application.

References

- [1] E. Rosseel, R. Sierens, R. Baert, Evaluating Piezo-electric Transducer Response to Thermal Shock from In-cylinder Pressure Data. SAE Paper 1999-01-0935, 1999.
- [2] D.T. Hountalas, A. Anestis, Effect of pressure transducer position on measured cylinder pressure diagram of high speed diesel engines, Energy Convers. Manage. 39 (1998) 589–607.
- [3] G. Merker, C. Schwarz, R. Teichmann, Combustion Engine Development, Engine Diesel. Springer, 60-65;
- [4] F. Payri, A. Broatch, B. Tormos, y V. Marant. "New methodology for in-cylinder pressure analysis in direct injection diesel engines application to combustion noise". Measurement Science and Technology, 16:540–547, 2005.
- [5] D. Montgomery, G. Runger, Applied statistics and probability for engineers, John Wiley and sons, 2003.
- [6] F. Payri, P. Olmeda, C. Guardiola, J. Martín, Adaptive determination of cut-off frequencies for filtering the in-cylinder pressure in diesel engines combustion analysis, Applied Thermal Engineering 31, 2011
- [7] S. Smith, Digital Signal Processing, California Technical Publishing, 169-184, 1999.
- [8] J.B. Heywood, Internal Combustion Engine Fundamentals. McGraw-Hill, New York, 1988.
- [9] S. Vasegui, Advanced digital signal processing and noise reduction. Wiley, United Kingdom, 321-329, 2008.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the support of the PUCP Energy Laboratory for this research.

Etude de l'impact de la distribution fluide sur la stratification thermique d'un stockage de type thermocline pour centrale solaire à concentration

Ségolène VANNEREM¹, Quentin FALCOZ^{1,2}, Pierre NEVEU², Gilles FLAMANT¹

¹Laboratoire CNRS Procédés, Matériaux et Energie Solaire
7, rue du Four Solaire – 66120 Font Romeu Odeillo

²Université Perpignan Via Domitia
52, avenue Paul Alduy – 6600 Perpignan

Résumé - Une étude expérimentale est réalisée sur un stockage thermique de type thermocline intégré dans un prototype de centrale solaire à concentration. Un distributeur optimisé est utilisé pour l'injection de fluide dans la cuve lors de la charge et les profils de température radiaux obtenus sont observés. Les résultats montrent que le distributeur maintient bien une température radiale uniforme, que ce soit en charge, en décharge ou en *stand-by*. La stratification thermique entre les zones chaude et froide de la cuve est donc assurée, condition nécessaire au bon fonctionnement du stockage.

Nomenclature

C_p	capacité thermique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
D	diamètre, m	ρ	densité, $kg.m^{-3}$
$e_{max,rel}$	écart de température maximal relatif, -	μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
H	hauteur, m	<i>Indices et exposants</i>	
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	c	cuve
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	f	fluide
t	temps, h	l	lit de solides
T	température, K	p	particules solides
		s	solide

1. Introduction

Dans le contexte de transition vers les énergies renouvelables, l'utilisation de la ressource solaire présente des avantages majeurs tels que sa gratuité et son abondance. Cependant, l'intermittence de la production solaire (fluctuations journalières et saisonnières, variations météorologiques) demeure problématique et rend nécessaire l'utilisation d'un système de stockage pour adapter l'offre à la demande énergétique.

De ce point de vue, l'énergie solaire à concentration (concentrated solar power, CSP) offre des solutions de stockage dont le rendement est plus élevé et à moindre coût que dans le cas du solaire photovoltaïque (PV), de par la nature de l'énergie produite par les deux systèmes (thermique pour le CSP, électrique pour le PV). Le stockage d'énergie thermique permet en effet d'atteindre des rendements supérieurs à 90% pour des coûts jusqu'à dix fois moins élevés que ceux des batteries utilisées pour le PV [1].

Actuellement, la technologie la plus couramment utilisée dans les installations CSP est le stockage de type deux cuves indirect (figure 1a). Lors de la charge, un fluide caloporteur (généralement de l'huile thermique) est chauffé par le champ solaire puis passe dans un échangeur de chaleur afin de transférer son énergie à un fluide de stockage. Ce fluide de stockage (généralement un sel fondu) est alors conservé dans une cuve dite « chaude ». Lors de la décharge, le fluide de stockage passe dans un échangeur de chaleur afin de chauffer le

fluide caloporteur, qui est ensuite envoyé vers un cycle thermodynamique générateur d'électricité. Le fluide de stockage est alors conservé dans une seconde cuve dite « froide ».

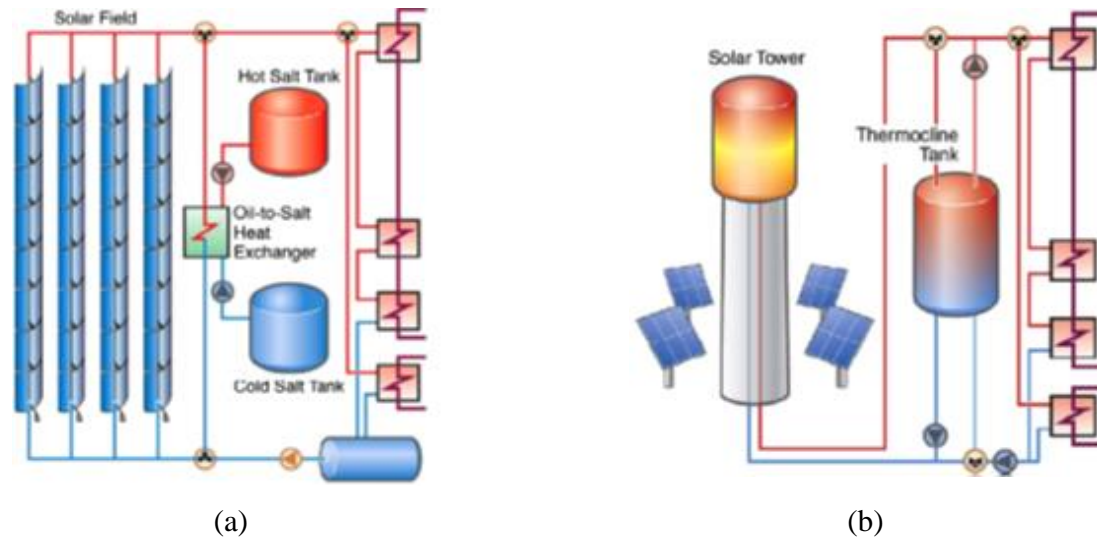


Figure 1 : Centrales CSP comprenant un système de stockage : a) collecteurs cylindro-paraboliques avec stockage deux cuves indirect, b) centrale à tour avec stockage thermocline direct [2]

Ce système indirect à deux cuves permet d'atteindre des rendements de stockage extrêmement élevés (97%) et assure une température de décharge constante, ce qui explique sa popularité [3]. Cependant, cette technologie demeure très onéreuse et peut représenter plus de 20% du coût total d'une centrale solaire à concentration [4]. Un moyen de réduire le coût du stockage est d'utiliser une cuve unique, dite thermocline, contenant à la fois le fluide de stockage chaud et froid (figure 1b). Lors de la charge, le fluide chaud est injecté par le haut de la cuve, tandis qu'en décharge du fluide froid est injecté en bas de la cuve et se réchauffe en passant au travers de celle-ci. Ce système permet non seulement d'éliminer les coûts d'installation d'une des deux cuves mais également de réduire de plus de moitié le volume de fluide de stockage requis [5]. Des économies supplémentaires peuvent être réalisées en remplissant la cuve d'un lit de solides peu coûteux, ce qui permet de réduire les coûts de stockage de 24% en moyenne par rapport à la technologie deux cuves [2].

L'utilisation de la technologie thermocline diminue donc grandement la quantité de fluide de stockage nécessaire, ce qui présente d'autres avantages que la réduction des coûts. En effet, il peut alors être envisagé d'employer de l'huile thermique à la fois comme fluide caloporteur et de stockage. Cette méthode de stockage, dite « directe », évite à la fois l'utilisation d'un échangeur de chaleur et celle de sels fondus. Ces derniers présentent une température de congélation élevée, ce qui rend leur usage problématique dans les centrales CSP, particulièrement celles utilisant des collecteurs cylindro-paraboliques [2]. D'autre part, les sels utilisables dans les centrales CSP constituent une ressource fossile épuisable et ne sont pas disponibles en quantité suffisante pour satisfaire les perspectives de développement de l'énergie solaire prévues par l'Agence Internationale de l'Energie (AIE) [6]. De plus, ces sels sont actuellement utilisés pour la fabrication d'engrais destinés à l'agriculture, ce qui génère un conflit d'utilisation de la ressource. A l'inverse, les huiles thermiques sont pour la plupart issues de processus de synthèse et ne posent pas de conflit d'usage.

La technologie thermocline est donc très prometteuse à la fois en termes de réduction de coût des centrales solaires à concentration et d'utilisation durable des ressources. Cependant, l'efficacité de ce type de stockage est fortement dépendante de la stratification thermique établie entre les zones chaude et froide et nécessite une compréhension fine des phénomènes physiques intervenant dans le système. Or relativement peu d'études expérimentales ont été effectuées jusqu'à présent sur le stockage thermocline [7, 8, 9, 10] et parmi ces quatre études, seule celle

réalisée par Bruch et al. [9] examine la stratification thermique à l'intérieur de la cuve. Il est dès lors intéressant de détailler ce phénomène dans des conditions expérimentales aussi proches que possible d'une utilisation industrielle de la technologie thermocline.

2. Dispositif expérimental

Dans ce contexte, un prototype de centrale solaire a été construit et caractérisé [11] au laboratoire PROMES-CNRS afin de comparer les performances des systèmes deux cuves et thermocline et d'étudier et améliorer le fonctionnement de ce dernier [12]. Notamment, la dynamique de fonctionnement entre le stockage et les autres composants de la centrale a été analysée, ce qui a permis de définir les meilleures conditions d'utilisation de la centrale dans son ensemble [13]. Lors de la conception du stockage thermocline, un distributeur optimisé a été développé afin d'assurer un champ de vitesse uniforme à l'entrée dans la cuve lors de la phase de charge (voir figure 4). Les profils de température axiaux et radiaux ont ensuite été observés et la stratification thermique obtenue à l'aide du distributeur a pu être évaluée.

2.1. Installation et matériel

Le prototype de centrale solaire, baptisé MicroSol-R, est présenté à la figure 2 et ses caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 1. L'installation comporte trois collecteurs cylindro-paraboliques, dont deux orientés Est-Ouest et un orienté Nord-Sud. De l'huile thermique Jarysol est utilisée à la fois comme fluide caloporteur et de stockage, tandis que des billes d'alumine constituent le lit de solides du stockage thermocline. Les propriétés de l'huile Jarysol et de l'alumine sont détaillées dans le tableau 2. Enfin, une boucle d'eau permet la production d'électricité via un cycle organique de Rankine.

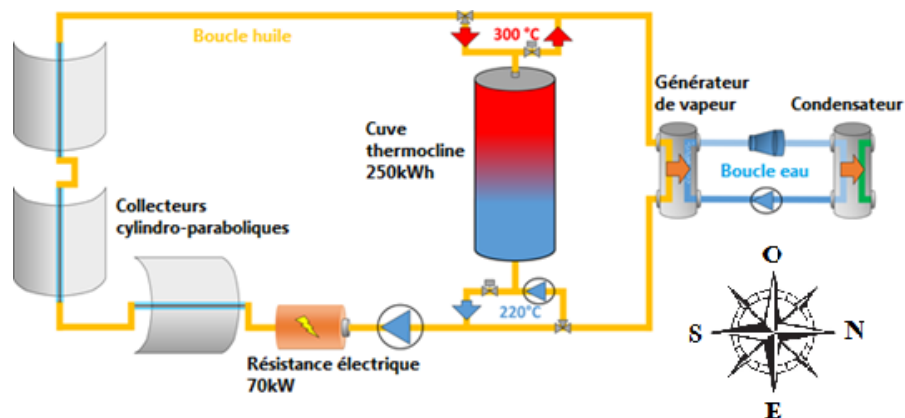


Figure 2 : Schéma général de la centrale MicroSol-R [11]

Fonction	Matériau	
Fluide caloporteur	Huile thermique Jarysol	
Garnissage solide	Sphères d'alumine	
Paramètre	Nom	Valeur
Diamètre des particules solides	D_p	0,02 m
Porosité	ϵ	0,485
Hauteur de la cuve	H_c	3,17 m
Hauteur du lit de solides	H_l	2,64 m
Diamètre de la cuve	D_c	1,28 m
Diamètre du lit de solides	D_l	1,20 m
Températures froide et chaude	$T_f - T_c$	220 – 300°C

Tableau 1 : Caractéristiques principales de la centrale MicroSol-R [12]

Huile Jarysol		Dépendance en température (K)
Densité	kg.m ⁻³	$\rho_f = 1261,569 - 0,741973 \cdot T_f$
Capacité thermique	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	$C_{p_f} = 649,8400 + 3,187218 \cdot T_f$
Conductivité thermique	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	$k_f = 0,1521663 - 8,240602 \cdot 10^{-5} \cdot T_f$
Viscosité dynamique	kg.m ⁻¹ .s ⁻¹	$\mu_f = \exp\left(19,75102 \cdot [\ln(T_f)]^4 - 492,2114 \cdot [\ln(T_f)]^3 + 4602,039 \cdot [\ln(T_f)]^2 - 19136,34 \cdot [\ln(T_f)] + 29858,54\right)$
Alumine		Dépendance en température (K)
Densité	kg.m ⁻³	$\rho_s = 3670$
Capacité thermique	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	$C_{p_s} = 3,21 \cdot 10^{-6} \cdot T_s^3 - 6,76 \cdot 10^{-3} \cdot T_s^2 + 5,03 \cdot T_s - 224$
Conductivité thermique	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	$k_s = 14$

Tableau 2 : Propriétés de l'huile Jarysol et de l'alumine (données fournisseur)

2.2. Métrologie

Le profil axial de température au sein de la cuve est mesuré à l'aide de 22 thermocouples situés le long de la paroi. En ce qui concerne le profil radial de température, des thermocouples sont placés à quatre niveaux de hauteurs différentes (respectivement 0 m, 0,66 m, 1,98 m et 2,64 m) et espacés de 11 cm selon le rayon de la cuve (figure 3). La figure 4 montre le distributeur optimisé utilisé lors de la charge et placé au sommet de la cuve. En décharge, une plaque perforée située en bas de la cuve sert de distributeur.

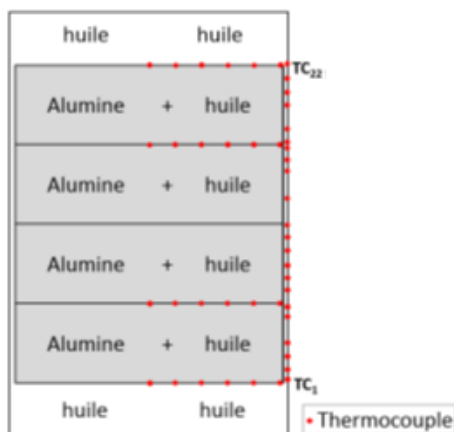


Figure 3 : Position des thermocouples dans la cuve thermocline [13]



Figure 4 : Distributeur de la cuve thermocline de la centrale MicroSol-R [12]

3. Résultats

Le profil radial de température au sein de la cuve thermocline a été observé pour trois modes de fonctionnement : une charge, une décharge et un *stand-by* (c'est-à-dire sans circulation de fluide au sein de la cuve). Aussi bien pour la charge que pour la décharge, le débit d'entrée était constant tout au long de l'expérience : $\dot{m}_f = 0,6 \text{ kg.s}^{-1}$. La température d'entrée était également constante au cours des essais et valait respectivement $T_{in,charge} = 300^\circ\text{C}$ (température chaude de l'installation) et $T_{in,decharge} = 220^\circ\text{C}$ (température froide) lors de la charge et lors de la décharge.

Afin de quantifier l'homogénéité des profils radiaux de température, l'écart maximal relatif entre les températures radiales a été calculé pour les différentes hauteurs et instants mesurés. Cet écart maximal relatif est défini par l'équation 1 et est égal au rapport entre l'écart maximal de température mesuré le long d'un rayon de la cuve d'une part et la moyenne des températures mesurées le long de ce même rayon d'autre part.

$$e_{max, rel} = \frac{\Delta T_{max}}{T_{moyenne}} \times 100 (\%) \quad (1)$$

3.1. Comportement en charge et en décharge

La figure 5 présente les profils radiaux de température lors d'une phase de charge. Les résultats sont présentés avec un pas de temps d'un quart d'heure, pour différentes hauteurs dans la cuve. De façon générale, les profils radiaux de température restent fortement plats lors de la charge : une légère augmentation de la température peut être constatée pour certains thermocouples proches de la paroi (R = 0,64 m), cependant ce phénomène demeure négligeable.

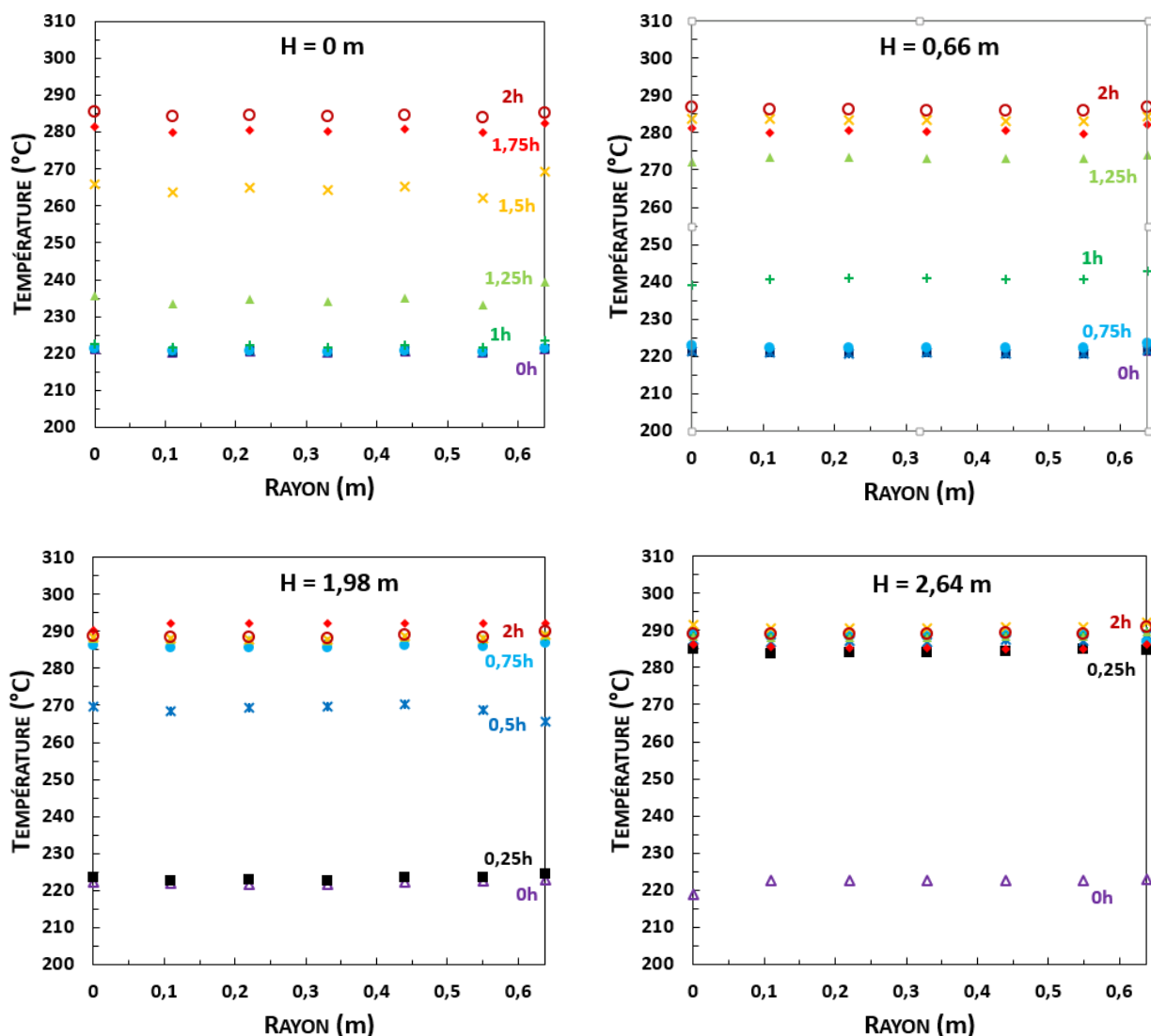


Figure 5 : Evolution des profils radiaux de température sur 4 hauteurs différentes (charge) [12]

En effet, les figures 6a et 6b montrent l'évolution de l'écart maximal relatif entre les températures radiales respectivement pour une phase et de charge et pour une phase de décharge. Or dans les deux cas celui-ci reste modéré, avec une valeur maximale observée à

peine supérieure à deux pour cent. Ceci démontre le maintien d'un profil de vitesse uniforme au sein de la cuve et l'absence de chemins préférentiels, assurant ainsi une bonne stratification thermique en fonctionnement dynamique. Cette stratification peut également être observée sur les profils axiaux de température, présentés à la figure 7. La hauteur de cuve occupée par le gradient thermique reste relativement modérée au cours des phases de charge et de décharge, ce qui démontre une séparation nette entre les zones chaude et froide à l'intérieur de la cuve. Lors de l'essai en décharge, le fluide initialement injecté en bas de la cuve était plus froid que la consigne prévue ($T_{in,decharge} = 180^{\circ}\text{C}$ au lieu de 220°C). La température d'injection a été corrigée par la suite, mais cette déviation se reflète sur le premier profil axial ($t = 0,5$ h), pour lequel la température en bas de la cuve est inférieure à la température froide de l'installation.

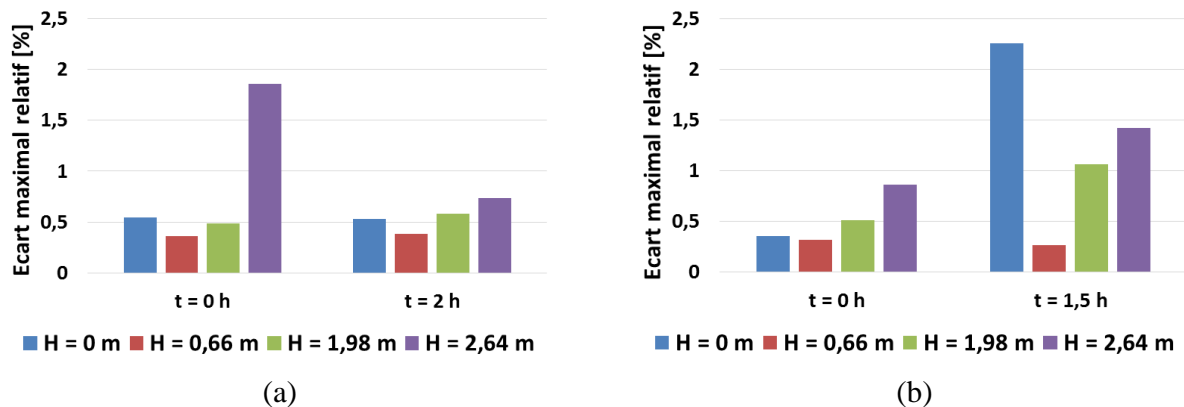


Figure 6 : *Ecart maximal relatif pour 4 hauteurs différentes a) en début et en fin de charge, b) en début et en fin de décharge*

En ce qui concerne l'évolution temporelle de l'écart maximal relatif, les phases de charge et de décharge semblent présenter des comportements différents, en particulier aux extrémités de la cuve. En charge, l'injection de fluide se fait par le haut de la cuve ($H = 2,64$ m) et l'écart maximal relatif à cette hauteur diminue au cours du temps. A l'inverse, en décharge l'injection de fluide se fait par le bas ($H = 0$ m) et l'écart maximal relatif à cette hauteur augmente. Ceci semble montrer que l'injection de fluide s'effectue de façon plus homogène avec le distributeur optimisé (utilisé pour la charge) qu'avec la plaque perforée (utilisée pour la décharge).

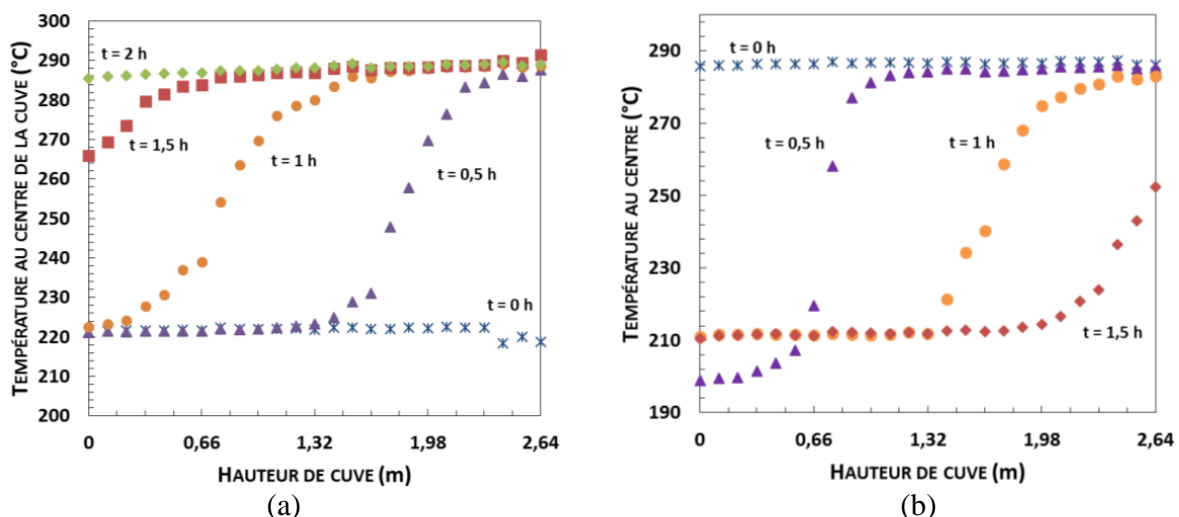


Figure 7 : *Evolution des profils axiaux de température au cours du temps a) pour une charge, b) pour une décharge*

3.2. Comportement en *stand-by*

Pour le *stand-by*, une cuve comprenant simultanément une zone chaude et une zone froide est considérée comme état initial, les profils radiaux de température en début et en fin de *stand-*

by étant présentés à la figure 8 pour différentes hauteurs de cuve. La période de *stand-by* observée a une durée totale de douze heures. En raison des pertes thermiques, une diminution de la température au sein de la cuve est constatée, en particulier au sommet de la cuve (profils $H = 1,98$ m et $H = 2,64$ m), autrement dit dans la zone chaude.

Les profils radiaux de température montrent une légère augmentation de la température proche de la paroi pour le profil $H = 1,98$ m. Ce phénomène est également observable sur la figure 9, qui présente l'évolution de l'écart maximal relatif des températures radiales entre le début et la fin du *stand-by*. Pour le profil $H = 1,98$ m, la différence de température entre les thermocouples situés à $R = 0,55$ m et $R = 0,64$ m augmente au cours du temps et avec elle l'écart maximal relatif. Un léger effet de bord est donc observé en haut de la cuve, qui pourrait être dû à un effet d'ailette de la paroi. En effet, au sommet de la cuve ($H = 2,64$ m), le fluide de stockage est à une température maximale et la paroi se réchauffe à son contact. La chaleur se propage ensuite par diffusion vers le bas et la paroi échauffée transmet à son tour la chaleur au fluide situé plus bas dans la cuve.

Une faible augmentation de l'écart maximal relatif au cours du temps est également observée pour le profil $H = 0$ m en bas de la cuve. Cependant, étant donné les faibles valeurs de l'écart relatif maximal (moins de 3%) d'une part et le nombre limité de mesures d'autre part, il est difficile de conclure si cette évolution temporelle est réellement significative. Enfin, concernant les profils $H = 0,66$ m et $H = 2,64$ m, l'écart maximal relatif reste minime tout au long du *stand-by* (1% environ), ce qui dénote le maintien au cours du temps d'une température radiale uniforme.

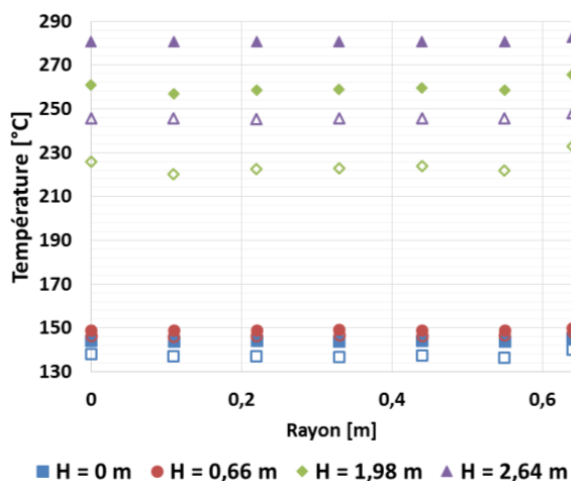


Figure 8 : Profils radiaux de température en stand-by pour 4 hauteurs différentes (marqueurs pleins : état initial, marqueurs creux : état final)

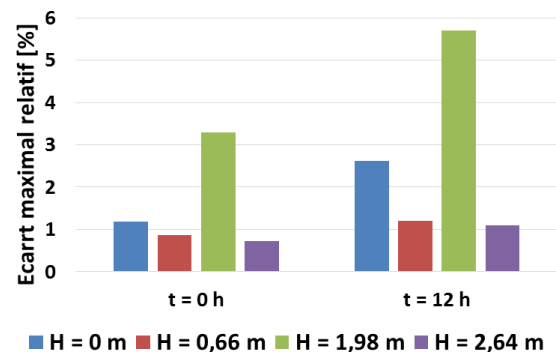


Figure 9 : Ecart maximal relatif en début et en fin de stand-by, pour 4 hauteurs différentes

4. Conclusion

Les résultats expérimentaux présentent des variations de température négligeables selon le rayon de la cuve, ce qui montre l'absence de chemins préférentiels pour la circulation fluide et donc un profil de vitesse homogène, que ce soit en charge ou en décharge. De plus, il semblerait que l'utilisation d'un distributeur optimisé permette de diminuer l'écart relatif maximal entre les températures radiales à hauteur de l'injection fluide. Le profil de température obtenu dans ce cas est en effet plus homogène que lorsqu'une plaque perforée est utilisée.

D'autre part, l'étude du comportement en *stand-by* a permis d'isoler l'influence des effets de bord, en l'absence de perturbations issues de l'écoulement fluide au sein de la cuve. Pour le profil $H = 1,98$ m, il a été observé que l'écart maximal relatif du profil radial de température augmente légèrement au cours du temps, par un effet d'ailette en haut de la paroi. Cet effet de

bord observé reste toutefois modéré, ce qui montre que les parois de la cuve n'influencent pas la température du fluide caloporteur de façon dommageable.

Etant donné la variation de température radiale négligeable observée, aussi bien en comportement dynamique qu'en *stand-by*, il est conclu que le distributeur fluide maintient bien une stratification thermique axiale dans la cuve thermocline, condition nécessaire à la bonne performance du stockage.

Références

- [1] M. N. Strasser, R. Paneer Selvam, A cost and performance comparison of packed bed and structured thermocline thermal energy storage systems, *Sol. Energy*, 108 (2014), 390-402.
- [2] C. Libby, *Solar thermocline storage systems – Preliminary design study*, Electric Power Research Institute – Final Report (2010).
- [3] M. Medrano, A. Gil, I. Martorell, X. Potau, L. F. Cabeza, State of the art on high-temperature thermal energy storage for power generation. Part 2—Case studies, *Ren. Sust. Energ. Rev.*, 14 (2010), 56-72.
- [4] U. Herrmann, Br. Kelly, H. Price, Two-tank molten salt storage for parabolic trough solar power plants, *Energy*, 29 (2004), 883-893.
- [5] Gr. J. Kolb, Evaluation of Annual Performance of 2-Tank and Thermocline Thermal Storage Systems for Trough Plants, *J. Sol. Energy Eng.*, 133-3 (2011).
- [6] X. Py, N. Calvet, R. Olives, A. Meffre, P. Echegut, C. Bessada, E. Veron, S. Ory, Recycled material for sensible heat based thermal energy storage to be used in concentrated solar thermal power plants, *J. Sol. Energy Eng.*, 133 (2011).
- [7] J. E. Pacheco, St. K. Showalter, W. J. Kolb, Development of a Molten-Salt Thermocline Thermal Storage System for Parabolic Trough Plants, *J. Sol. Energy Eng.*, 124 (2002), 153-159.
- [8] G. Zanganeh, A. Pedretti, S. Zavattoni, M. Barbato, A. Steinfeld, Packed-bed thermal storage for concentrated solar power – Pilot-scale demonstration and industrial-scale design, *Sol. Energy*, 86 (2012), 3084-3098.
- [9] 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, *Sol. Energy*, 105 (2014), 116-125.
- [10] S. Rodat, A. Bruch, N. Dupassieux, N. El Mouchid, Unique Fresnel demonstrator including ORC and thermocline direct thermal storage: operating experience, *Energy Procedia*, 69 (2015), 1667-1675.
- [11] Th. Fasquelle, Q. Falcoz, P. Neveu, Fl. Lecat, G. Flamant, A thermal model to predict the dynamic performances of parabolic trough lines, *Energy*, 141 (2017), 1187-1203.
- [12] Th. Fasquelle, Modélisation et caractérisation expérimentale d'une boucle solaire cylindro-parabolique intégrant un stockage de type thermocline, *Manuscrit de Thèse* (2017).
- [13] Th. Fasquelle, Q. Falcoz, P. Neveu, J.-Fr. Hoffmann, A temperature threshold evaluation for thermocline energy storage in concentrated solar power plants, *Applied Energy*, 212 (2018), 1153-1164.

Remerciements

Ce travail a été soutenu par le programme « investissement d'avenir » organisé par l'Agence Nationale pour la Recherche sous les contrats ANR-10-LABX-22-01 (SOLSTICE), ANR-10-EQPX-49-SOCRATE et ANR-17-CE06-0013 (OPTICLINE).

Étude expérimentale et analyse du comportement thermique et hydrodynamique d'une boucle diphasique à pompage hybride capillaire et mécanique

Marie Levêque^{1,2*}, Sébastien Dutour¹, Marc Miscevic¹, Yves Bertin³, Pascal Lavieille¹, Raphaël Mari², Jacques Lluc¹

¹Université de Toulouse, UPS, LAPLACE
31062, Toulouse cedex 9, France

²IRT-saint Exupéry
118, route de Narbonne - CS 44248, 31432 Toulouse cedex 4, France

³Institut PPRIME (UPR CNRS 3346), ISAE-ENSMA
1 av. Clément Ader-BP40109, 86961 Futuroscope-Chasseneuil, France

*(auteur correspondant : marie.leveque@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - Ce travail présente le couplage d'un évaporateur capillaire avec une pompe mécanique centrifuge contrôlée. Par l'augmentation progressive des pertes de charge du système à flux constant, il est démontré que ce couplage permet de repousser la limite et la gamme de fonctionnement d'une boucle purement capillaire. L'étude du système et de sa dynamique montre que les pertes de charge subies par la boucle peuvent être multipliées par cinq tout en conservant les performances thermiques de l'évaporateur capillaire.

Nomenclature

Kp	terme proportionnel du contrôleur	ev	évaporateur
\dot{m}	débit massique, kg/s	l	liquide
Ti	terme intégrateur du contrôleur	set	consigne
<i>Symboles grecs</i>		p	pompe
ϵ	écart entre la mesure et la consigne, Pa	p, ev	paroi évaporateur
ω	vitesse de rotation de la pompe, tr/min	res	réservoir
<i>Indices et exposants</i>		v	vapeur
2φ	zone diphasique dans le condenseur, m		

1. Introduction

Les boucles diphasiques à pompage capillaire sont des systèmes de transfert et de transport de la chaleur envisagés comme un des éléments clés des systèmes de refroidissement de composants électroniques dans de multiples domaines d'application. Elles peuvent fonctionner pour des densités de flux dépassant les 100 W/cm² et évacuer plusieurs kW pour des longueurs de transport pouvant aller jusqu'à la dizaine de mètres ([1]). Ces caractéristiques les rendent particulièrement attractives dans le domaine du spatial où les densités de puissance ainsi que les longueurs de transport sont élevées, et où la fiabilité est l'un des principaux enjeux. C'est également une technologie intéressante dans le transport terrestre où des cycles de puissance peuvent atteindre plusieurs kW et où les boucles se conjuguent avec de fortes contraintes mécaniques (accélération, changements d'orientation).

L'adaptabilité et la performance de ces boucles sont avant tout permises par l'évaporateur capillaire. D'une part, la courbure des ménisques qui forment l'interface liquide-vapeur dans la

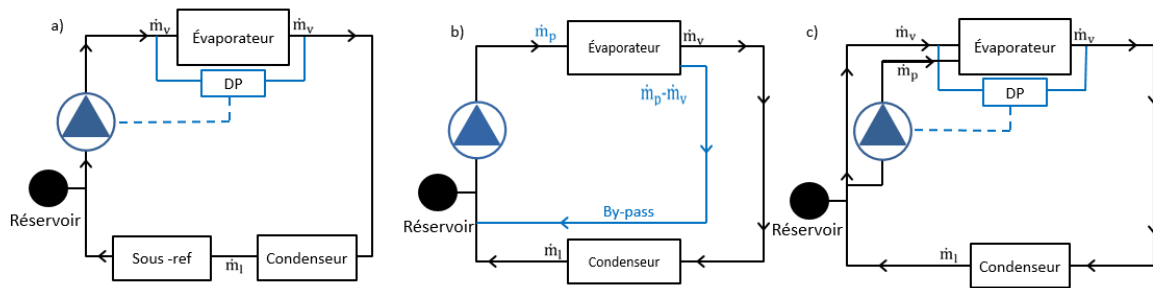


Figure 1 : Schéma des boucles hybrides a) architecture série et al [2] b) architecture parallèle [3], [4] c) architecture série pour démarrage [5]

mèche poreuse de l'évaporateur capillaire s'adapte à la différence de pression du circuit rendant auto-adaptatif le débit de pompage au flux de chaleur vaporisé. D'autre part, la vaporisation des interfaces piégées dans la mèche poreuse permet d'obtenir une température homogène sur toute sa surface au voisinage de la source de chaleur et un coefficient d'échange thermique élevé entre le fluide et la paroi de l'évaporateur. Cependant, l'un des verrous de cette technologie est la limite capillaire de l'évaporateur. Cette limite est liée à la structure de la mèche poreuse et à la distribution des pores. En effet, dans l'hypothèse de ménisques sphériques, la courbure maximum est liée au rayon moyen des pores. On évalue alors le saut de pression maximal à partir de l'équation 1. Lorsque la pression aux bornes de l'évaporateur dépasse cette limite, l'interface se fractionne et la vapeur traverse la mèche, annulant le pompage capillaire. La mèche poreuse peut ainsi s'assécher et stopper la circulation du fluide caloporteur entraînant la dégradation de la source dissipative. Ce phénomène est communément appelé décrochage. On peut aujourd'hui produire des poreux de $2 \mu\text{m}$ de diamètre de pore moyen. Installé sur une boucle remplie avec de l'ammoniac (l'un des fluides aux paramètres thermophysiques les plus performants), la limite capillaire atteignable est de 25 kPa. Ce type de boucle est utilisé dans le spatial.

$$\Delta p_{ev,max} = p_v^* - p_l^* = \frac{2 \cdot \sigma}{r_{pores}} \quad (1)$$

p_v^* : pression vapeur proche de l'interface
 p_l^* : pression liquide proche de l'interface
 σ : tension superficielle

Pour repousser cette limite de fonctionnement en capacité de pompage Crepinsek *et al* [3] étudient le couplage d'une boucle diphasique à pompe capillaire avec une pompe mécanique. Si le concept paraît prometteur en permettant l'évacuation d'une densité de flux jusqu'à 100 W/cm^2 , seules quelques études ont été menées sur les systèmes hybridés capillaire / mécanique. Par exemple, Schweickart *et al.* [2] ont étudié la contrôlabilité d'une pompe volumétrique en série avec l'évaporateur capillaire (figure 1a). Le débit en sortie de la pompe volumétrique doit être contrôlé en fonction du flux, pour être égal à celui que desservirait l'évaporateur capillaire sur une boucle standard. Une augmentation du flux maximal imposable de 14 % est observée. Cependant, d'après leurs résultats qui montrent une absence de pompage capillaire, l'interface liquide vapeur n'est plus fixée dans la mèche poreuse. Leur boucle est donc une boucle diphasique à pompage mécanique munie d'un évaporateur amélioré. Plus récemment, Crepinsek *et al.* [3] ont développé une boucle hybride avec une pompe volumétrique placée en parallèle de l'évaporateur capillaire (figure 1b) pour une application militaire avec des densités de flux de 102 W/cm^2 (1200 W). L'évaporateur capillaire prélève une fraction de ce liquide en fonction du flux appliqué. Le liquide restant retourne vers le réservoir tandis que la fraction de fluide va-

porisé passe par un condenseur pour ensuite retourner vers le réservoir. Dussinger *et al.* [4] ont testé le fonctionnement de ce système pour une boucle de type LHP et ont prouvé son efficacité jusqu'à une densité de puissance de 67 W/cm^2 . Setyawan *et al.* [5] et Bejarano *et al.* [6] ont testé ces systèmes respectivement en série et en parallèle afin de diminuer le nombre d'échecs au démarrage des boucles. Setyawan *et al.* [5] contrôlent une pompe volumétrique en série avec l'évaporateur capillaire aux bornes duquel un capteur différentiel de pression est placé (figure 1c). Lorsque ce dernier détecte un décrochage, la pompe se met en marche. Bejarano *et al.* [6] (figure 1b), ont effectué une étude dans laquelle la vitesse de rotation de la pompe volumétrique est contrôlée en fonction de la température vapeur mesurée à l'évaporateur. La température de vapeur est ainsi maintenue à $60 \pm 8 \text{ }^\circ\text{C}$ durant le démarrage.

Dans toutes ces études, une pompe volumétrique est utilisée. Pour contrôler la distribution des phases avec ce type de pompe, il est nécessaire de contrôler très précisément le débit de refoulement, ce qui est sensible, ou bien de modifier soit l'évaporateur soit l'architecture de la boucle afin de prévoir le retour de surplus de fluide. Dans cette étude l'approche est différente : on souhaite repousser la limite de pompage et conserver le caractère fondamentalement auto-adaptatif à la charge thermique des boucles à pompage capillaire mais sans chercher à modifier ni l'architecture ni le design des évaporateurs. Pour cela, il est choisi d'utiliser une pompe centrifuge. Une pompe centrifuge est une pompe passante qui impose une différence de pression en fonction de sa vitesse de rotation et du débit la traversant. Installée en série sur une boucle capillaire, elle permet de générer une différence de pression, le débit restant imposé par l'évaporateur capillaire. La difficulté est alors d'assurer le contrôle des performances du nouveau système en fonction des sollicitations du type cycle de puissance et brusques changements de pression. Pour cela il est impératif de connaître les mécanismes physiques qui constituent la dynamique de la boucle hybride, qui vont émerger du couplage entre la réponse de la pompe mécanique et de la dynamique complexe de la boucle capillaire. La dynamique d'une boucle capillaire se compose de plusieurs échelles de temps : de l'ordre de la dizaine de minutes pour la thermique, de la minute pour des phases plutôt dominées par l'hydraulique, et de l'ordre de la seconde pour les oscillations de pression. L'étude présentée red propose ainsi une étude expérimentale afin d'établir la capacité d'un système hybride contrôlé à pouvoir répondre à des sollicitations de pression.

2. Banc d'essai

2.1. Installation

Comme décrit en figure 2 la boucle étudiée est une boucle à pompage capillaire de type CPL (Capillary Pumped Loop) (voir Kaled *et al.* [7]) d'une longueur de ligne totale de 15 m. L'électronique de puissance est simulée par des cartouches chauffantes, enserrées dans 8 blocs de cuivre répartis sur la surface d'un évaporateur capillaire plat placé verticalement. Une puissance de 200 W à 2000 W peut être appliquée sur les parois de l'évaporateur (densité de flux de $0,6 \text{ W/cm}^2$ à 6 W/cm^2). La densité de flux maximale supportée par l'évaporateur est d'environ 40 W/cm^2 . Un réservoir diphasique contrôlé en température par une résistance chauffante est placé au dessus de l'évaporateur. Un condenseur tubulaire coaxial à contre-courant est placé sous l'évaporateur. Le fluide utilisé est du méthanol.

L'évaporateur et le réservoir ont été développés dans les années 2000 par Euro Heat Pipes pour la dissipation thermique d'équipements électroniques dans les trains. La mèche poreuse en nickel est un bloc parallélépipédique constitué de pores de diamètre moyen de $6,8 \text{ }\mu\text{m}$. Dans

le cas du méthanol, la différence de pression maximum que peut prendre en charge la mèche poreuse est d'environ 12 kPa. On retrouve un évaporateur identique dans les études de Los-souarn [8] et de Lachassagne [9]. La pompe centrifuge est une pompe radiale développée par Realtechnologie. Elle est placée à l'entrée de l'évaporateur. La gamme de vitesse de la pompe est de 4000 tr/min à 30 000 tr/min ce qui correspond, à débit nul, à une gamme de pression de 1 kPa à 60 kPa. La gamme de débit est quand à elle de 0 kg/s à 10^{-2} kg/s à ΔP_{pompe} nul.

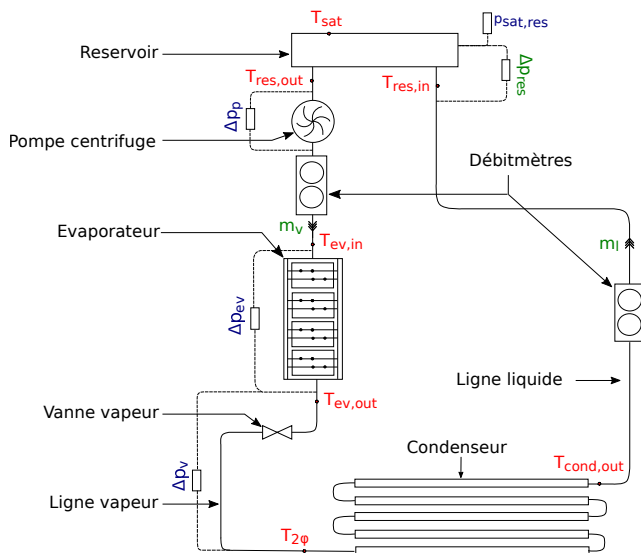


Figure 2 : Instrumentation de la boucle hybride

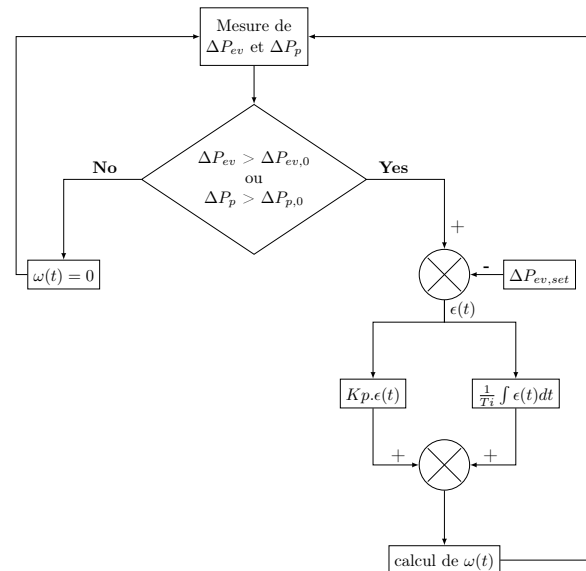


Figure 3 : Représentation du contrôle de la vitesse de la pompe centrifuge

2.2. Instrumentation

La figure 2 montre l'emplacement des différents capteurs sur la boucle hybridée. Les mesures de température ont été effectuées avec des thermocouples de type K de précision $\pm 0,1$ K après étalonnage. Ils ont été placés dans des rainures usinées dans la paroi extérieure de l'évaporateur. Des thermocouples permettent également de suivre l'évolution des températures de surface des conduites. Une sonde PT 100 est insérée par passage étanche dans la vapeur saturante contenue dans le réservoir. Le contrôle de la puissance de la résistance chauffante se fait via un thermocouple situé en haut du réservoir. Un capteur de pression absolue mesure la pression du fluide dans le réservoir avec une précision de ± 600 Pa. Il permet d'en déduire une température de saturation et ainsi de contrôler la présence de gaz incondensables dans le réservoir par comparaison avec la température de vapeur. Des capteurs différentiels de pression sont installés aux bornes des éléments principaux de la boucle : évaporateur, ligne vapeur, condenseur, réservoir et pompe centrifuge. Leur précision est de ± 100 Pa. Deux débitmètres permettent de mesurer les débits circulant dans la boucle avec une précision de $\pm 1\%$. Le premier situé sur la ligne liquide permet de mesurer le débit en sortie de condenseur et le second, situé en aval de la pompe centrifuge permet de mesurer le débit entrant dans l'évaporateur.

2.3. Contrôle et protocole expérimental

La vitesse de rotation de la pompe centrifuge est contrôlée avec un contrôleur PI à partir de la mesure de pression différentielle du capteur situé aux bornes de l'évaporateur (cf figure 3). Le dispositif permet de fonctionner sous deux modes : le mode purement capillaire où la pompe centrifuge est passivement traversée par le liquide, et le mode hybride pour lequel la

pompe centrifuge est activement contrôlée en fonction de la différence de pression mesurée à l'évaporateur. Le contrôle est actif au delà d'une valeur de consigne $\Delta p_{ev,set}$. En dessous de cette valeur, la boucle fonctionne donc dans son mode capillaire standard. D'autre part, dans le mode hybride, on aura toujours $\Delta p_{ev,set}$ pris en charge par l'évaporateur capillaire.

Dans cette étude, on va s'intéresser à la réponse du système lorsqu'on augmente artificiellement les pertes de charge dans le circuit. Une augmentation de la longueur de transport de la boucle, ou une sollicitation mécanique extérieure peut ainsi être simulée. On se place dans des conditions opératoires fixées en température de réservoir, température de source froide et flux imposé à l'évaporateur. Une vanne placée sur la ligne vapeur est alors progressivement fermée de sorte que la pression dans le circuit augmente par pas d'environ 5 kPa. Entre chaque étape de fermeture de la vanne, on attend le régime stationnaire.

3. Résultats expérimentaux et analyses

Dans les expériences suivantes, la température du réservoir est fixée à 64 °C, la température du circuit secondaire du condenseur est fixée proche de la température atmosphérique, à 25 °C et la puissance appliquée à l'évaporateur est fixée à 1400 W.

3.1. Extension des capacités de pompage au delà de la limite capillaire

3.1.1. Réponse standard en mode capillaire

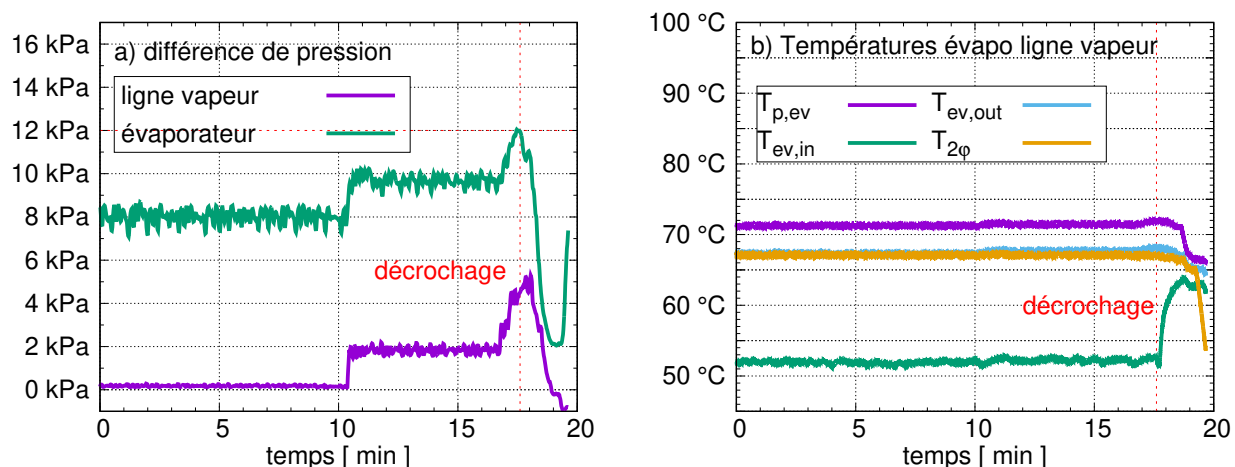


Figure 4 : Évolution en mode capillaire a) des pertes de charge vapeur et de la différence de pression aux bornes de l'évaporateur b) des températures à l'évaporateur et sur la ligne vapeur

De façon à montrer les limites de la boucle dans son fonctionnement standard purement capillaire, un test préliminaire est réalisé avec la pompe mécanique passante et un contrôle totalement désactivé (figure 4). Dans ce cas, la pompe provoque des pertes de charge négligeables de l'ordre de 0,6 kPa pour le flux imposé (1400 W). Entre $t = 10$ min et $t = 15$ min, on observe l'adaptation classique d'un évaporateur à une sollicitation. La différence de pression aux bornes de l'évaporateur s'adapte quasi-instantanément à l'augmentation de pression dans la ligne vapeur (figure 4a). Cela se concrétise physiquement par l'augmentation des courbures des ménisques dans la mèche poreuse. La température vapeur et la température de paroi de l'évaporateur peuvent être considérées comme stables malgré l'augmentation de pression dans la ligne vapeur augmentant la température de saturation à l'évaporateur T_v^* (figure 4b). La température en entrée de condenseur $T_{2\phi}$ reste constante, étant imposée par la température de

saturation au réservoir ainsi que par les pertes de charge visqueuses et hydrostatiques de la conduite liquide.

A $t = 17,5$ min, on observe une brusque augmentation de la température à l'entrée de l'évaporateur, traduisant un envahissement de la vapeur en amont de l'évaporateur. La température de paroi de l'évaporateur augmente également signifiant une baisse du coefficient d'échange thermique dans l'évaporateur. Simultanément, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur décroît. Toutes ces indications montrent une rupture de l'interface liquide vapeur dans la mèche poreuse et l'arrêt du pompage capillaire. A $t = 18,5$ min, l'alimentation électrique est coupée afin d'éviter la dégradation de l'évaporateur et de la source chaude. L'évaporateur a atteint sa limite capillaire pour une différence de pression de 12 kPa et le système décroche.

3.1.2. Mode hybride

La valeur de différence de pression à l'évaporateur consigne est fixée à 8 kPa. Sur la figure 5, le contrôle de la vitesse de la pompe centrifuge est actif à $t = 10$ min (passage de (I) à (II)). Toutes les 10 min environ, les pertes de charge vapeur sont augmentées manuellement d'environ 5 kPa. La figure 5d confirme l'efficacité du contrôle PI, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur étant stable autour de sa valeur de consigne.

A $t = 125$ min la vitesse de rotation maximale de la pompe centrifuge (30 000 tr/min) est atteinte, correspondant à une différence de pression fournie par la pompe de $\Delta p_{pompe} = 58$ kPa pour un débit de 1,1 g/s. La différence de pression aux bornes de l'évaporateur augmente donc pour s'adapter à l'augmentation de pertes de charge dans la ligne vapeur. Le maximum de pertes de charge gérables par le système hybridé est atteint. Avec ce couplage, les pertes de charge totales maximum sont plus de 5 fois supérieures à la limite capillaire de l'évaporateur.

La figure 5b permet de s'assurer de la présence de l'interface liquide vapeur dans la mèche poreuse. A l'activation de la pompe à $t=10$ min, la température de paroi de l'évaporateur est constante. De plus, l'écart de température entre la paroi et la vapeur en sortie d'évaporateur reste fixe, traduisant la stabilité du coefficient de transfert thermique à l'évaporateur. En augmentant la pression en sortie d'évaporateur, la température de saturation dans l'évaporateur T_v^* augmente (figure 5b). En conséquence, le flux de pertes passant par la culasse de l'évaporateur croît et amplifie la température du fluide en entrée de l'évaporateur.

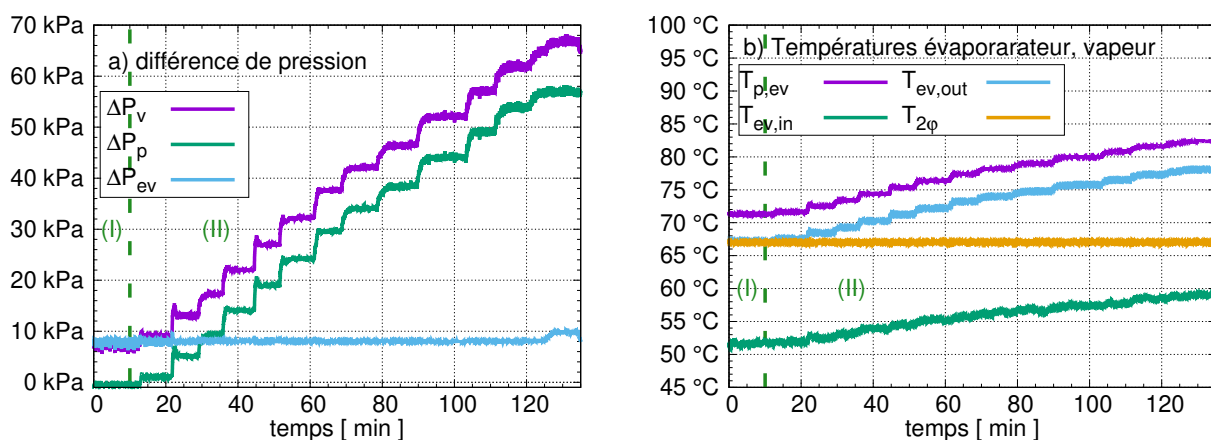


Figure 5 : Évolution en mode hybride a) des pertes de charge et des différences de pressions aux bornes de la pompe et de l'évaporateur b) des températures à l'évaporateur et sur la ligne vapeur. (I) pompe centrifuge non active (II) pompe centrifuge active

3.2. Dynamique hydraulique et robustesse de contrôle

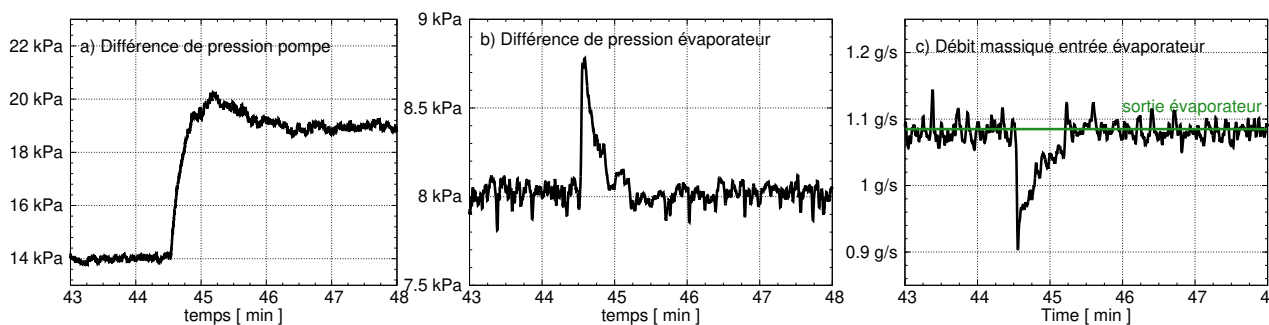


Figure 6 : Zoom pour un échelon de pertes de charge de l'évolution en mode hybride a) de la différence de pressions aux bornes de la pompe b) aux bornes de l'évaporateur c) du débit en entrée d'évaporateur.

Afin d'observer le comportement hydraulique du système, la figure 6 montre la dynamique hydraulique de l'échelon de pertes de charge à $t = 44 \text{ min } 30 \text{ s}$. Malgré un temps de réponse rapide (environ 1 s) de la pompe, la différence de pression aux bornes de l'évaporateur ΔP_{ev} dépasse sa valeur consigne de + 0,8 kPa (soit 10 % de la valeur). On observe simultanément une variation du débit en entrée d'évaporateur.

Le flux étant maintenu constant, le débit de la vapeur en sortie d'évaporateur est à priori constant. La masse de fluide dans l'évaporateur évolue donc consécutivement pendant la phase de contrôle. On observe par intégration du débit sur le temps entre $t = 44 \text{ min } 30 \text{ s}$ et $t = 45 \text{ min}$ une diminution de 3,5 g de la masse du fluide sur un total de 170 g contenu dans la mèche à lorsqu'elle est saturée (soit environ 2 %). On peut donc penser que le front s'enfonce très légèrement pendant chaque transitoire. S'il n'y a pas d'effets significatifs établis dans nos résultats de dégradation des performances thermiques, il est nécessaire d'approfondir cette question car un enfoncement graduel de l'interface dans le milieu poreux pourrait clairement se traduire par une dégradation de la conductance de l'évaporateur.

Le dépassement de consigne pourrait être limité voir évité avec un contrôle PID, le terme dérivatif permettant un calcul plus rapide et précis de la vitesse de pompe. Cependant, les signaux de pression bruts étant bruités par une oscillation de fréquence de l'ordre du Hz, l'ajout du terme dérivatif provoque une divergence du contrôle.

4. Conclusion

Dans ce travail, une étude expérimentale d'un dispositif réalisant le couplage original d'une pompe centrifuge avec une boucle capillaire a été présentée. Il a été démontré que, pour un flux fixé, le système hybride restait parfaitement opérationnel et contrôlé pour des augmentations de pression totale dans le circuit pouvant dépasser 5 fois la limite capillaire. Ceci traduit une augmentation très significative de la gamme opératoire des systèmes capillaires actuels en terme de longueur de transport vs le flux transporté tout en conservant les performances thermiques des évaporateurs capillaires. Cela ouvre par ailleurs des perspectives pour l'utilisation de fluides de travail jusqu'ici disqualifiés en raison de leur trop faible tension superficielle.

D'autre part, une analyse plus fine de la dynamique hydraulique centrée sur l'évaporateur semble indiquer qu'il y a des variations perceptibles de la répartition des phases au sein de cet échangeur lors des phases d'ajustement du système. S'il n'a pas été observé d'effet significatif en terme de dégradation des performances thermiques, ce point reste sensible du point de vue

de la robustesse de l'évaporateur et devra être approfondi.

Enfin, on peut aussi questionner la position optimale de la pompe centrifuge dans le circuit. En effet, les conséquences sur la température de l'évaporateur pourraient être limitées si la pompe est placée avant le réservoir. Par contre, la dynamique du débit liquide passant dans cette partie de la boucle est plus complexe lors des cycles de puissance du fait des échanges de liquide entre le condenseur et le réservoir. Le système hybride sera donc *a priori* plus difficile à contrôler. Cette question fait partie des perspectives à court terme de ce travail.

En plus de ce changement d'emplacement de la pompe centrifuge, d'autres points seront étudiés. Des essais de fonctionnement de la boucle hybride avec variation du flux et de fortes variations de flux et de pression vapeur vont aussi être effectués et permettront de compléter l'analyse du système. De plus, des essais d'hybridation lors du démarrage de la boucle seront fait pour identifier une éventuel baisse du taux d'échecs au démarrage. Une modélisation du système hybride a été entrepris qui permettra d'identifier plus précisément l'ensemble des mécanismes pilotant la dynamique lors des divers scenarii opératoires envisagés expérimentalement.

Références

- [1] Yu F. Maydanik. Loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, 25(5-6) :635–657, 2005.
- [2] Russel Schweickart, Laura Ottenstein, Brent Cullimore, Curtis Egan, and Dave Wolf. Testing of a controller for a hybrid capillary pumped loop thermal control system. *IEEE*, 69, 1989.
- [3] Michael Crepinsek and Chanwoo Park. Experimental analysis of pump-assisted and capillary-driven dual-evaporators two-phase cooling loop. *Applied Thermal Engineering*, 38 :133–142, 2012.
- [4] Peter M. Dussinger, David B. Sarraf, William G. Anderson, and Glen a. Robertson. Loop Heat Pipe for TacSat-4. *AIP Conference Proceedings*, pages 91–100, 2009.
- [5] Iwan Setyawan, Nandy Putra, and Imansyah Ibnu Hakim. Experimental investigation of the operating characteristics of a hybrid loop heat pipe using pump assistance. *Applied Thermal Engineering*, 130 :10–16, 2018.
- [6] Roberto Villa Bejarano and Chanwoo Park. Active flow control for cold-start performance enhancement of a pump-assisted, capillary-driven, two-phase cooling loop. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 78 :408–415, 2014.
- [7] Ahmed Kaled, Sébastien Dutour, Vincent Platel, and Jacques Lluc. Experimental study of a Capillary Pumped Loop for cooling power electronics : Response to high amplitude heat load steps. *Applied Thermal Engineering*, 89 :169–179, 2015.
- [8] David Lossouarn. *Étude théorique et expérimentale du refroidissement diphasique à pompe capillaire de convertisseurs de puissance à haute densité de flux de chaleur pour la traction ferroviaire*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2008.
- [9] Laurent Lachassagne. *Developpement experimental et modelisation numerique d'une boucle diphasique a pompe capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants d'electronique de puissance en contexte automobile*. PhD thesis, 2011.

Moteur Ericsson : influence des efficacités des échangeurs de chaleur en cycle fermé

Martin QUINTANILLA^{1,2*}, François LANZETTA¹, Sylvie BEGOT¹, Pierre RANC^{1,2}

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS
Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France

²Ananké

Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France

*(auteur correspondant : martin.quintanilmun@femto-st.fr)

Résumé - L'article présente une étude paramétrique du moteur Ericsson en cycle fermé sans régénérateur sous le cycle de Joule. Le modèle thermodynamique en régime établi prend en compte les efficacités des échangeurs chaud et froid. D'abord, on étudie l'impact de durée de l'admission et de l'échappement, lequel est comparé aux résultats en cycle ouvert. Ensuite, on continue à étudier l'influence des variations de l'efficacité dans l'échangeur chaud et froid qui font partie du moteur Ericsson.

Nomenclature

C_p capacité thermique massique à pression constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

e efficacité

k coefficient polytropique

m masse, kg

P pression, Pa

Q quantité de chaleur, J

r constante massique de l'air, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

T température, K

V volume, m^3

W travail, J

\dot{W} puissance, W

τ taux de détente

Indices et exposants

C enceinte de compression

E enceinte de détente

ec entrée du compresseur

$echap$ échappement

ee entrée cylindre de détente

H échangeur « chaud »

i début de la transformation

in phase d'admission / admis

j fin de la transformation

K échangeur « froid »

$remp$ remplissage

sc sortie du compresseur

se sortie du détenteur

th thermodynamique

Symboles grecs

α instant de fermeture de soupape

γ coefficient isentropique

η rendement

1. Introduction

Le moteur Ericsson, inventé par John Ericsson en 1833, fait partie des machines à apport de chaleur externe (MACE) et des moteurs à air chaud ou « hot air engines » en anglais. Ce type d'apport de chaleur assure au moteur la capacité d'utiliser différentes sources d'énergie pour fonctionner [1][2] : combustibles fossiles, biomasse [3], énergie solaire [4][5], chaleur fatale, etc. Le moteur Ericsson peut fonctionner en cycle ouvert ou fermé, avec ou sans régénérateur, ce qui autorise quatre configurations possibles pour le moteur [6].

Dans cet article, on étudie l'influence des efficacités des échangeurs de chaleur sur les performances du moteur Ericsson, lequel fonctionne en cycle fermé sans régénérateur sous le cycle de Joule.

2. Description du système

Le moteur étudié correspond à la configuration en cycle fermé sans régénérateur. Le schéma est montré sur la Figure 1. Le moteur est composé d'une enceinte de compression (C), d'un échangeur « chaud » (H), d'une enceinte de détente (E) et d'un échangeur « froid » (K). Le fluide de travail considéré dans l'étude est de l'air atmosphérique, avec une pression de remplissage initiale de 500 kPa. Cet air subit une compression dans l'enceinte de compression, à la suite de laquelle il est réchauffé en traversant l'échangeur « chaud ». À la fin de ces deux processus, l'air atteint son niveau d'énergie maximal. Ensuite, il est détendu dans l'enceinte de détente et produit de l'énergie mécanique. Finalement, l'air est refroidi dans l'échangeur de chaleur « froid » avant de retourner vers l'enceinte de compression pour un nouveau cycle.

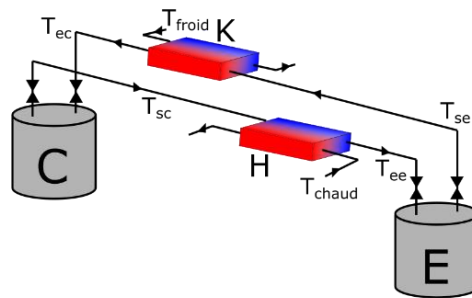


Figure 1 : Schéma du moteur Ericsson en cyclé fermé sans régénérateur.

3. Modèle thermodynamique

Creyx et al. [2] proposent un modèle thermodynamique en régime établi pour un moteur Ericsson en cycle ouvert sans régénérateur et considèrent un échangeur de chaleur idéal. Quintanilla et al. [7] enrichissent ce modèle en prenant en compte l'efficacité de l'échangeur de chaleur et la possibilité de considérer des pertes de charge entre l'entrée et la sortie de l'échangeur de chaleur et entre le début et la fin de la phase d'admission d'air dans l'enceinte de détente. Les auteurs ont rajouté un régénérateur dans le moteur en cycle ouvert et les considérations décrites pour l'échangeur de chaleur restent valables pour le régénérateur.

Dans cet article les auteurs reprennent le modèle enrichi [7] et le modifient pour réaliser une analyse du moteur en cycle fermé sans régénérateur. La pression et la température au début et à la fin des phases de détente et de compression sont obtenues d'après l'équation (1). L'équation (2) permet de calculer le travail polytropique $W_{i,j}$. Le coefficient polytropique k est égal à γ dans le cas d'un processus isentropique.

$$\frac{T_j}{T_i} = \left(\frac{P_j}{P_i}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{V_i}{V_j}\right)^{k-1} \quad (1)$$

$$W_{ij} = m \frac{r}{k-1} (T_j - T_i) \quad (2)$$

Le travail, pendant les phases du cycle à pression constante, est donné par l'équation (3) pour l'admission et par l'équation (4) pour l'échappement.

$$W_{ij} = m_1 r T_i - (m_{in} + m_1) r T_j \quad (3)$$

$$W_{ij} = (m_i - m_j) r T_i \quad (4)$$

La masse de gaz admise dans l'enceinte de détente correspond à une phase d'équilibrage de pression (0_e-1_e) ou ($0''_e-1_e$), équation (5), suivie d'une admission à pression constante (1_e-2_e) ou ($1_e-2'_e$), équation (6), cf. Figure 2. Le cycle du compresseur ne présente pas une phase d'équilibrage et le volume maximum du compresseur est calculé une fois la masse cyclée dans le détendeur déterminée. En cycle fermé, l'hypothèse de conservation de la masse impose l'égalité des masses de gaz durant les cycles « détendeur » et « compresseur ».

$$m_{ij} = \frac{(P_{ee} - P_i)V_{me}}{\gamma r T_{ee}} \quad (5)$$

$$m_{adm} = \frac{P(V_j - V_i)}{rT} \quad (6)$$

L'efficacité de l'échangeur chaud e_H , la température de la source chaude T_{chaud} et la température de sortie du compresseur T_{sc} ont une influence sur la température d'entrée dans l'enceinte de détente T_{ee} , laquelle est calculée à partir de l'équation (7).

$$T_{ee} = (T_{chaud} - T_{sc})e_H + T_{sc} \quad (7)$$

L'air qui retourne vers le compresseur est à la température calculée avec l'équation (8) et dépend de la température de la source froide T_{froid} , de la température de l'air qui sort du détendeur T_{se} et de l'efficacité de l'échangeur froid e_K .

$$T_{ec} = (T_{froid} - T_{se})e_K + T_{se} \quad (8)$$

Un cycle thermodynamique est réalisé en un tour de vilebrequin. Les résultats sont analysés à l'aide du rendement thermodynamique η_{th} qui est défini par le rapport entre le travail net et la chaleur apportée au fluide de travail au niveau de l'échangeur chaud, équations (9) et (10). La puissance est le travail net par cycle multiplié par la vitesse de rotation.

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{Q_{apportée}} \quad (9)$$

$$Q_{apportée} = m_{cycle} C_p (T_{ee} - T_{sc}) \quad (10)$$

4. Résultats et discussions

Les résultats présentés dans cette section correspondent à un moteur Ericsson dont les caractéristiques géométriques et de fonctionnement sont présentées dans le Tableau 1.

Paramètre	Symbole	Valeur	Unités
Pression remplissage	P_{rempl}	500	kPa
Volume mort détendeur	V_{me}	$46,19 \times 10^{-6}$	m^3
Volume maximum détendeur	V_{Me}	545×10^{-6}	m^3
Volume mort compresseur	V_{mc}	$46,19 \times 10^{-6}$	m^3
Température source chaude	T_{chaud}	823,15	K
Température source froide	T_{froid}	293,15	K
Vitesse de rotation	n	600	tr/min

Tableau 1 : Caractéristiques géométriques et de fonctionnement du moteur Ericsson étudié.

4.1. Instant de fermeture des soupapes d'admission et échappement

La Figure 2 montre le cycle thermodynamique théorique suivi dans le détendeur. La soupape d'admission peut se fermer entre les points 2_e et $2'_e$, ce dernier point peut aller jusqu'à la valeur du volume maximum du détendeur V_{Me} . Une valeur plus importante de l'instant de fermeture de la soupape d'admission représente une durée d'admission plus importante. Dans le cas de l'échappement, la fermeture de la soupape peut s'effectuer au point 0_e qui correspond au volume mort V_{me} , ou la fermeture peut être avancée au point $0'_e$ jusqu'à une valeur maximale pour lequel le point $0''_e$ se situe au même endroit que le point 1_e . Dans ce cas, on a une masse résiduelle maximale, ce qui induit une masse admise moins importante.

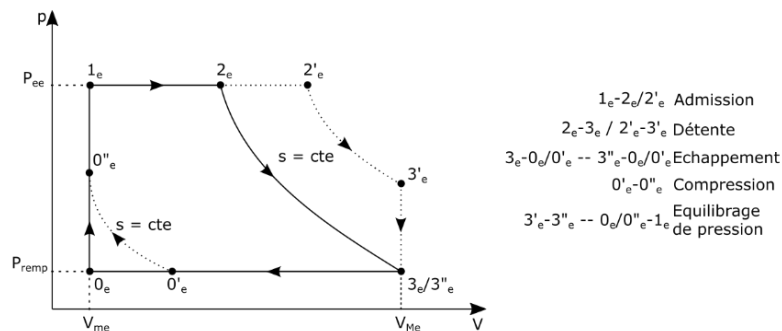


Figure 2 : Diagramme pression-volume du cycle de détente en cycle fermé.

Les Figures 3 et 4 montrent l'évolution du rendement thermodynamique η_{th} et de la puissance \dot{W} respectivement en fonction de l'instant de fermeture de la soupape d'admission α_{in} pour cinq différents taux de détente, compris entre 4 et 12. Une fermeture plus tardive de la soupape d'admission a par conséquent une masse d'air admise plus importante et donc une diminution du rendement thermodynamique. Cela est dû à un besoin plus important de chaleur à fournir par l'échangeur de chaud et une diminution du travail net produit, donc de la puissance. On observe que le comportement du rendement thermodynamique et de la puissance produite en cycle fermé est le même que dans le cas d'un moteur Ericsson en cycle ouvert [7]. La Figure 5 combine les résultats des Figures 3 et 4 pour présenter le comportement de la puissance et le rendement pour différentes pressions ou ratios de pression, quand l'instant de fermeture de la soupape d'admission varie. Cela permet d'observer pour la durée d'admission pour laquelle on obtient la puissance ou le rendement maximal. Les résultats permettent de déterminer un instant de fermeture de la soupape pour lequel on a le rendement thermodynamique le plus élevé à chaque taux de détente, les valeurs sont présentées dans le Tableau 2.

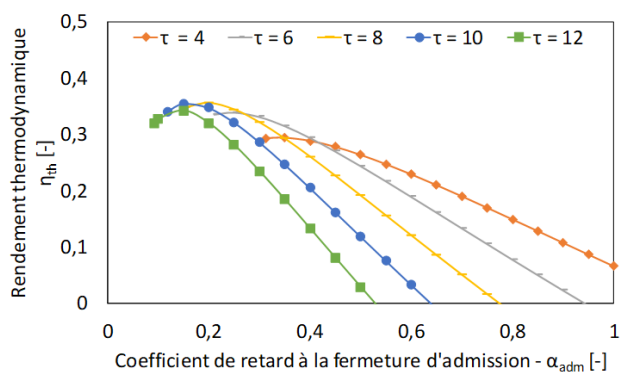


Figure 3 : Rendement thermodynamique en fonction du coefficient de fermeture d'admission pour différents taux de détente.

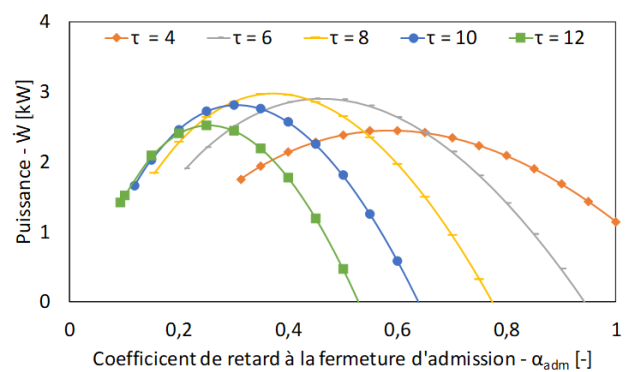


Figure 4 : Puissance en fonction du coefficient de fermeture d'admission pour différents taux de détente.

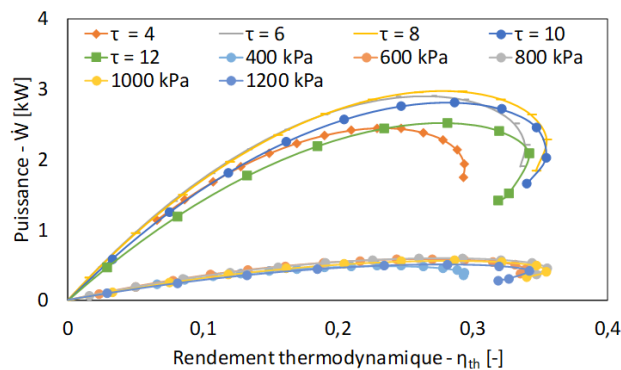


Figure 5 : Puissance en fonction du rendement thermodynamique en cycle fermé (taux de détente) et en cycle ouvert (pression) quand le coefficient de fermeture d'admission varie.

Les Figure 6 et 7 présentent le comportement du rendement thermodynamique et de la puissance respectivement en fonction de l'instant de fermeture de la soupape d'échappement α_{echap} pour les cinq taux de détente indiqués précédemment. La valeur de l'instant de fermeture de la soupape d'admission a d'abord été fixée à celle qui permet d'obtenir le rendement thermodynamique maximal. On observe qu'avancer la fermeture de la soupape d'échappement permet d'obtenir un meilleur rendement thermodynamique en raison de la baisse de la masse admise (Figure 2). Le comportement du rendement thermodynamique et de la puissance en cycle fermé sans régénérateur est le même que celui du cycle ouvert. La Figure 8 combine les résultats des Figures 6 et 7 pour montrer le comportement de la puissance et du rendement pour différentes pressions ou taux de détente, quand l'instant de fermeture de la soupape d'échappement varie, une fois l'instant de fermeture de la soupape d'admission fixé.

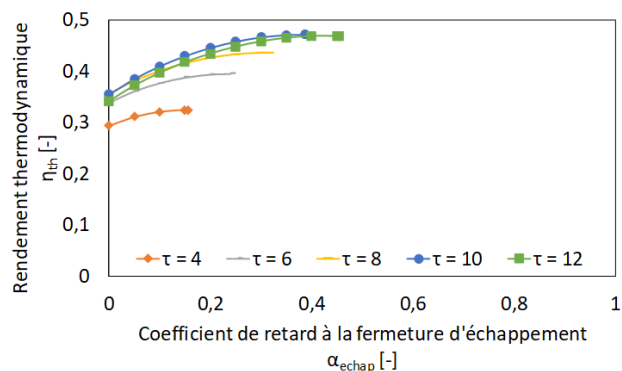


Figure 6 : Rendement thermodynamique en fonction du coefficient de fermeture d'échappement pour différents taux de détente.

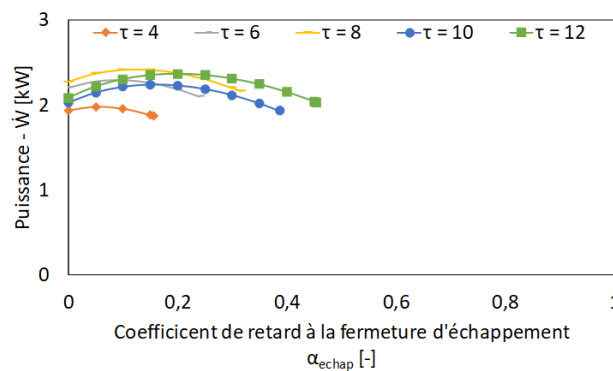


Figure 7 : Puissance en fonction du coefficient de fermeture d'échappement pour différents taux de détente.

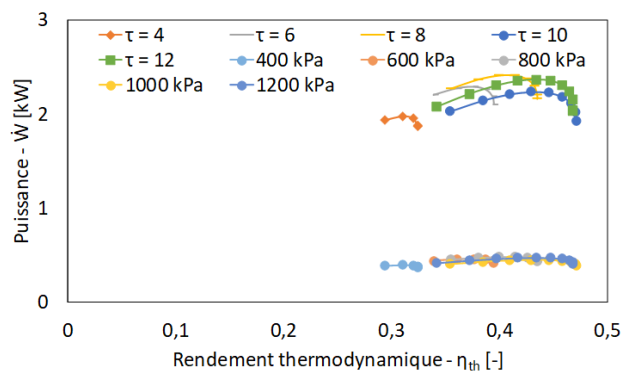


Figure 8 : Puissance en fonction du rendement thermodynamique en cycle fermé (taux de détente) et en cycle ouvert (pression) quand le coefficient de fermeture d'échappement varie.

Les Figures 5 et 8 permettent d'identifier de façon claire le rendement thermodynamique obtenu si on veut une puissance maximale ou la puissance obtenue si on cherche un rendement thermodynamique maximal. Les allures des courbes en cycle ouvert ou en cycle fermé sont les mêmes. La puissance maximale est atteinte pour la même valeur de rendement et vice-versa. Comme dans le cas de la configuration en cycle ouvert, c'est pour le taux de détente égal à 8 qu'on observe de façon générale les meilleures performances. En comparant la puissance obtenue dans un cycle ouvert ou fermé, on observe que la puissance maximale est entre 4 et 6 fois plus élevée pour le moteur Ericsson en cycle fermé qu'en cycle ouvert.

Les valeurs des instants de fermeture de la soupape d'admission et d'échappement qui donnent le rendement thermodynamique maximal sont présentées dans le Tableau 2. Les valeurs obtenues sont les mêmes que dans le cas d'un moteur Ericsson fonctionnant en cycle ouvert. Les instants idéaux dépendent donc du taux de détente.

Taux de détente	P_h/P_{remp}	4	6	8	10	12
α_{adm}	-	0,35	0,25	0,2	0,15	0,15
α_{echap}	-	0,185	0,284	0,375	0,459	0,484

Tableau 2 : Valeurs des coefficients de fermeture d'admission et d'échappement qui optimisent le rendement thermodynamique pour chaque taux de détente.

4.2. Efficacité de l'échangeur chaud

Une fois que les valeurs des instants de fermeture d'admission et d'échappement pour lesquels on obtient le rendement thermodynamique maximal du moteur sont identifiées et fixées, on fait varier l'efficacité de l'échangeur chaud. La Figure 9 montre que, comme dans le cas du cycle ouvert, l'influence de l'échangeur chaud sur le rendement thermodynamique est importante pour des faibles valeurs d'efficacité et pour les forts taux de détente. La Figure 9 montre qu'on peut augmenter la puissance produite par le moteur avec un rendement thermodynamique presque constant pour les plus faibles taux de détente. L'efficacité de l'échangeur chaud a un impact sur la masse de gaz au cours du cycle. En effet, une réduction de la masse réduit le travail consommé par le compresseur.

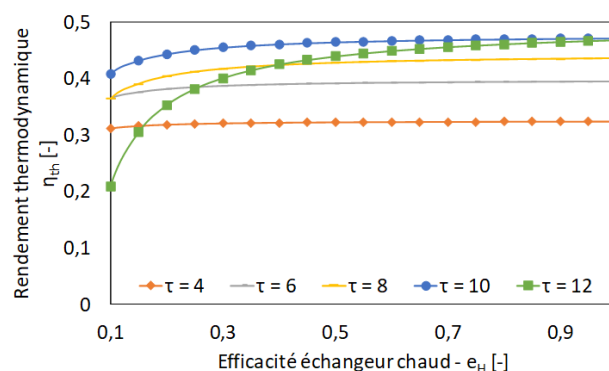


Figure 9 : Rendement thermodynamique en fonction de l'efficacité de l'échangeur chaud.

4.3. Efficacité de l'échangeur froid

Le moteur Ericsson en cycle fermé comporte un échangeur froid qui a pour fonction de refroidir l'air qui sort du détenteur avant de retourner vers le compresseur, pour un nouveau cycle. Pour les résultats présentés par la suite, on a d'abord identifié et fixé les instants de fermeture des soupapes qui permettent d'obtenir le rendement thermodynamique maximal et on a fixé l'efficacité de l'échangeur chaud à 0,8 [8], [9].

La Figure 10 montre qu'une augmentation de l'efficacité de l'échangeur froid permet d'obtenir une puissance plus importante. Une faible efficacité signifie qu'on a un échange de chaleur peu important, ce qui explique la diminution du travail (ou de puissance) fourni.

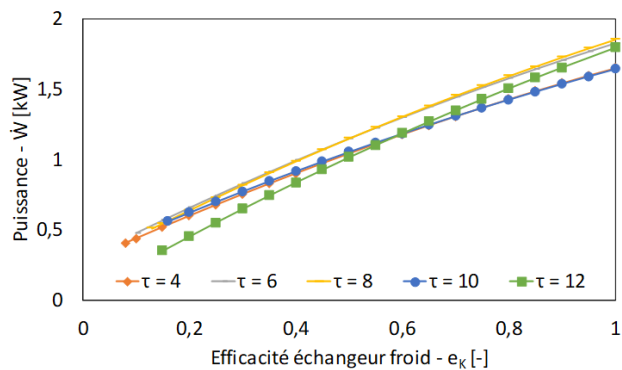


Figure 10 : Puissance produite en fonction de l'efficacité de l'échangeur froid, pour une efficacité d'échangeur chaud de 0,8.

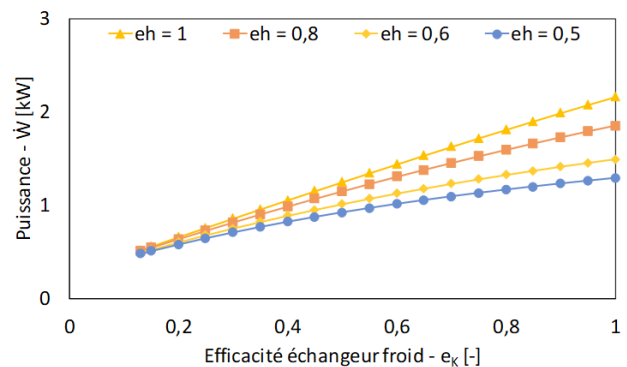


Figure 11 : Puissance en fonction de l'efficacité de l'échangeur froid pour différentes efficacités de l'échangeur chaud et un taux de détente de 8.

La Figure 11 montre les résultats pour un taux de détente égal à 8, pour différentes valeurs d'efficacité de l'échangeur chaud quand on fait varier celle de l'échangeur froid. Le comportement est le même une fois fixée l'efficacité de l'échangeur chaud, l'augmentation de l'efficacité de l'échangeur froid produit une augmentation de la puissance. Les puissances obtenues pour une faible efficacité de l'échangeur froid sont proches pour les différentes efficacités de l'échangeur chaud. Les puissances maximales dépendent de l'efficacité de l'échangeur chaud.

5. Conclusion

A partir d'un premier modèle qui nous a permis d'étudier le moteur Ericsson en cycle ouvert sans ou avec régénérateur fonctionnant en cycle de Joule, nous proposons un modèle permettant d'étudier le moteur Ericsson en cycle fermé sans régénérateur fonctionnant en cycle de Joule.

Les meilleures performances sont obtenues comme pour le cas d'un moteur Ericsson en cycle ouvert pour des taux de détente compris entre 6 et 12.

Les instants de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement qui permettent d'obtenir le rendement thermodynamique maximal dépendent du taux de détente avec lequel fonctionne le moteur, soit en cycle ouvert ou fermé. Le comportement du rendement thermodynamique est similaire en cycle ouvert et en cycle fermé.

Références

- [1] P. Stouffs, "Hot air engines," *Journal of Applied Fluid Mechanics*, vol. 4, no. 2, pp. 1–8, 2011.
- [2] 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*, vol. 49, pp. 229–239, 2013.
- [3] 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.
- [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*, vol. 10, no. 1, pp. 37–45, 2007.

- [5] M. Alaphilippe and P. Stouffs, “Machines thermiques motrices de petite puissance adaptées à la conversion thermodynamique d’énergie solaire : classification, exemples, perspectives.,” in *Actes du Congrès Annuel de la Société Française de Thermique*, 2008.
- [6] P. Stouffs, “Le moteur d’Ericsson, un moyen de valorisation de l’énergie thermique à réhabiliter?,” *Revista Termotecnica*, vol. 2, pp. 37 – 42, 2002.
- [7] M. Quintanilla, F. Lanzetta, S. Bégot, and P. Ranc, “Modélisation thermodynamique d’un moteur Ericsson en cycle ouvert,” in *Actes du Congrès Annuel de la Société Française de Thermique*, pp. 309–316, 2018.
- [8] 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*, vol. 44, no. 12, pp. 1161–1168, 2005.
- [9] 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.

Étude expérimentale et numérique de la décongélation d'un produit alimentaire par convection en ambiance contrôlée

Hervé NOEL, Adrien FUENTES, Patrick GLOUANNEC

¹ Institut de Recherche Dupuy de Lôme, CNRS UMR 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France

Résumé - Le travail présenté concerne la décongélation de produits alimentaires par convection en ambiance contrôlée. Une expérimentation spécifique est mise en œuvre afin de bien cerner les phénomènes physiques mis en jeu à l'interface air produit et au sein de la matière. En parallèle le développement d'un modèle numérique par éléments finis permet de décrire la cinétique de décongélation. Deux séquences expérimentales sont présentées. La confrontation de températures mesurées et simulées montre la nécessité d'ajuster les propriétés thermophysiques du produit utilisé.

Nomenclature

h_{cv} Coef. d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
h_r Coef. d'échange radiatif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
L_v Chaleur latente, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
p_v Pression de vapeur, Pa
R Constante des gaz parfaits, $J.mol^{-1}.K^{-1}$
S surface d'échange, m^2
T température, °C

Symboles grecs
 λ Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 φ Flux massique, $kg.m^{-2}.s^{-1}$
 ρ Masse Volumique, $kg.m^{-3}$
Indices et exposants
cf Début de congélation
 φ, e Changement de phase de l'eau pure
f Zone de film

1. Introduction

Le travail présenté dans cette communication concerne la décongélation de produits avant transformation. La problématique consiste à décongeler les produits dans un temps compatible avec la productivité et la réactivité nécessaire d'un process industriel tout en garantissant la préservation de la qualité du produit. Des critères de température et d'hygrométrie doivent notamment être respectés afin de limiter le développement microbien et le dessèchement des produits à décongeler.

La décongélation en chambre froide inerte (3-4°C) permet d'obtenir des produits préservés mais s'avère pénalisante par sa durée excessive (24 à 72h). Les solutions dynamiques par circulation d'eau (autour de 10°C) ou à air chaud pulsé (entre 25 et 35°C) sont bien plus rapides mais elles nécessitent un pilotage optimisé afin de préserver la qualité des produits. La décongélation par flux d'air contrôlé en température et humidité est une des solutions qui peut répondre au cahier des charges des entreprises de transformation. L'objectif du travail présenté est d'étudier aussi bien expérimentalement que numériquement ce mode de décongélation et de mettre au point un outil numérique pour l'identification de propriétés thermophysiques des produits.

Dans la première partie, le dispositif expérimental et le produit utilisé sont décrits ainsi que le modèle développé. Les résultats expérimentaux et numériques obtenus sur deux séquences expérimentales sont présentés et discutés dans la deuxième partie. Pour conclure, l'intérêt de l'outil numérique développé ainsi que les développements futurs de cette étude sont exposés.

2. Matériel et méthode

Cette partie présente le dispositif expérimental mis en œuvre dans le laboratoire et la démarche pour l'estimation des propriétés thermophysiques. La métrologie associée est décrite ainsi que la procédure expérimentale. Les premiers essais ont porté sur un gel de méthylcellulose (tylose), produit dont les propriétés thermiques, voisines de celles des produits carnés [1], sont décrites. La méthode de mise en équation du modèle thermique de la décongélation est ensuite présentée. Pour clore cette partie, le mode d'identification des propriétés thermiques du produit à décongeler est présenté.

2.1. Dispositif expérimental et métrologie associée

Le matériau à décongeler est disposé dans un creuset en PTFE de volume intérieur $105 \times 105 \times 20 \text{ mm}^3$ inséré dans une veine d'air (Figure 1). Seule la face supérieure est soumise au flux d'air.

L'ensemble est placé dans une enceinte climatique dont la température et l'hygrométrie sont contrôlées. L'air ambiant, aspiré par un extracteur, passe sur le produit. Les caractéristiques thermophysiques de l'air sont mesurées en amont et en aval du produit ainsi que sa vitesse en entrée. Une plaque en aluminium est disposée au fond du creuset sous le produit à décongeler.

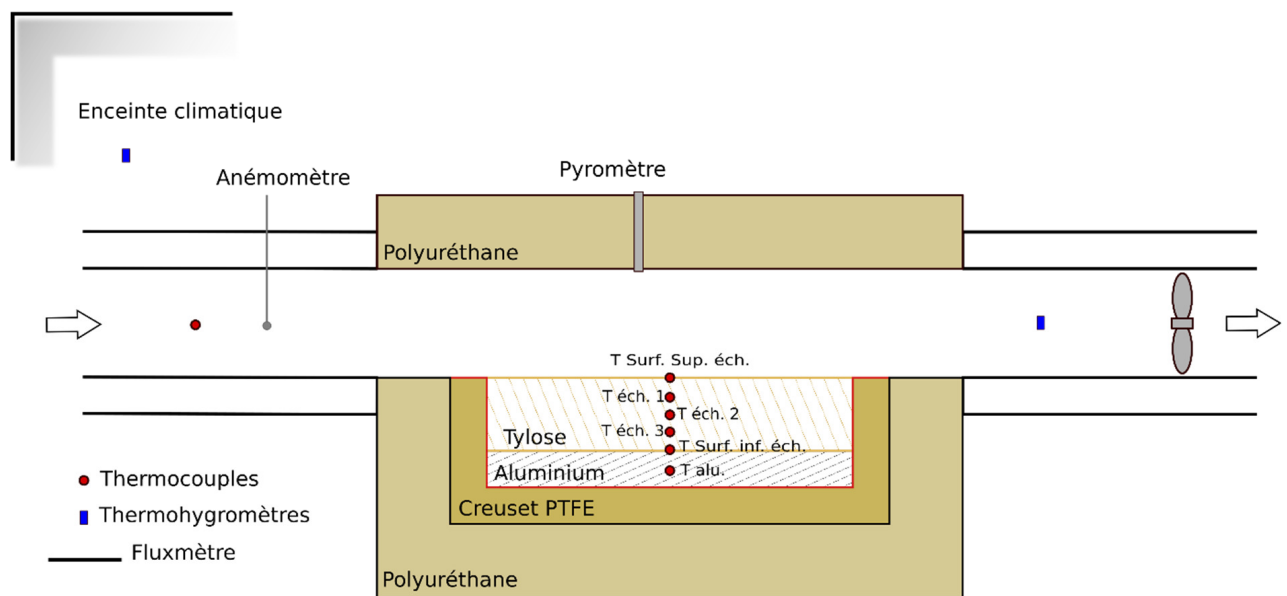


Figure 1 : Schématisation du dispositif expérimental

Les mesures de température sont effectuées à l'aide de thermocouples de type K fabriqués et étalonnés au laboratoire. Deux sondes thermo-hygrométriques renvoient la température et l'hygrométrie de l'air dans l'enceinte climatique et dans la veine en aval du produit. Un pyromètre disposé en partie supérieure de la veine donne la température de surface du produit à décongeler. Son émissivité est fixée à 0,95, valeur moyenne déterminée par spectrophotométrie IR pour le produit sur la bande spectrale du pyromètre (8 à 14 μm). Un anémomètre mesure la vitesse d'air dans la veine en amont du creuset. Les caractéristiques des capteurs utilisés sont regroupées dans le *Tableau 1*. Les différentes grandeurs sont collectées par une centrale d'acquisition Hioki LR8400. Le pas d'acquisition est fixé à 1min.

Capteur	Type	incertitude	Emplacement
Thermocouple	K	$\pm 0,8^{\circ}\text{C}$	
Anémomètre	TSI 8455	$\pm 2\%$	Veine d'air (amont)
Pyromètre	OPTRIS CT-LT	$\pm 1^{\circ}\text{C}$	Surplomb échantillon
Hygromètre	Rotronic HC2-SH	$\pm 0,5\%$	
Thermomètre	Pt 100 classe B	$\pm 0,1^{\circ}\text{C}$	Veine d'air (aval)

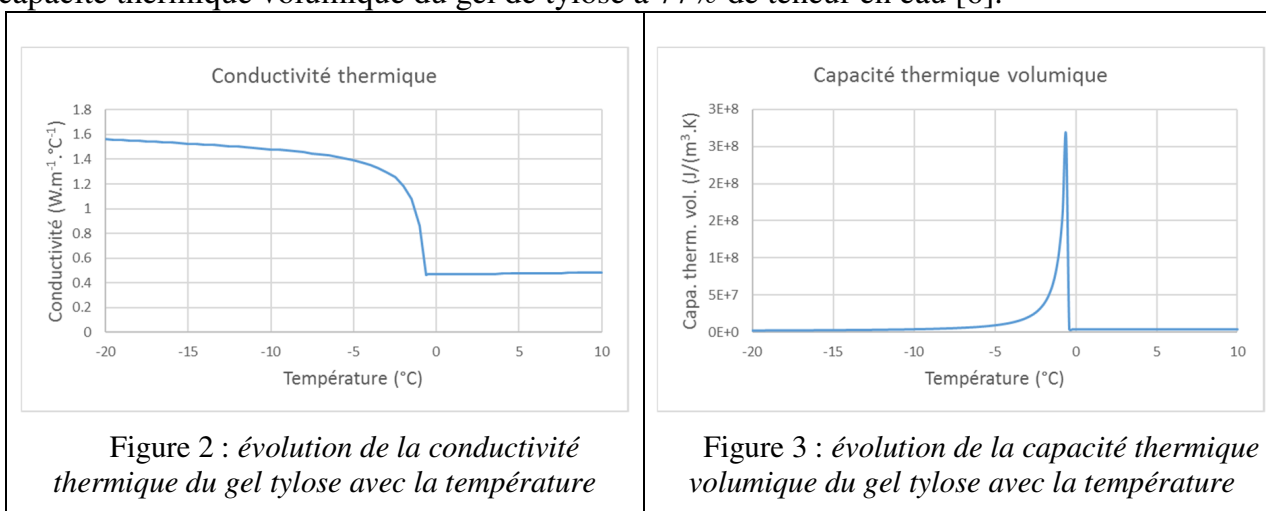
Tableau 1 : instrumentation du banc expérimental

2.2. Procédure expérimentale

Le produit instrumenté est disposé dans le creuset et placé dans un congélateur à une température de -20°C . En parallèle, la chambre climatique est mise en fonctionnement aux consignes de température et d'hygrométrie souhaitées. Une pesée du creuset est effectuée avant la mise en place dans la veine d'air. Une fois les branchements de capteurs effectués, l'acquisition de données est lancée et l'extracteur d'air est mis en fonctionnement. L'expérimentation se poursuit jusqu'à la décongélation complète du produit. À l'issue de cette étape une nouvelle pesée est réalisée afin de déterminer la variation en masse du produit au cours de l'opération.

2.3. Le tylose

Un gel de Tylose constitué de 23% d'hydroxyméthylcellulose MH 1000 et de 77% d'eau a été réalisé pour ces essais suivant les recommandations d'Anderson et al. [2]. Le Tylose a été retenu car c'est un produit, souvent utilisé pour modéliser les procédés de congélation et de décongélation, dont les propriétés thermiques à la pression atmosphérique sont connues [3] [4] [5]. La *Figure 2* et la *Figure 3* donnent les variations de la conductivité thermique et de la capacité thermique volumique du gel de tylose à 77% de teneur en eau [6].



2.4. Modélisation

Pour cette étude, du fait de la géométrie du produit, l'hypothèse d'un transfert de chaleur bidimensionnel est retenue. Les échanges et les conditions aux limites étant symétriques par rapport au plan médian, seule une moitié de la géométrie est discrétisée (*Figure 4*). Les domaines considérés sont : Ω_1 (tylose), Ω_2 (plaques d'aluminium), Ω_3 (creuset) et Ω_4 (isolant).

Les champs thermiques de chacun des milieux Ω_i sont obtenus en résolvant l'équation de la chaleur (1). Pour le domaine Ω_1 , le changement d'état du tylose est pris en compte via l'évolution de sa capacité thermique volumique en fonction de la température (*Figure 3*). Cette

approche est retenue dans d'autres travaux liés à l'identification des propriétés thermophysiques[5,7]

La condition à la limite appliquée en surface du tylose (2) prend en compte les échanges convecto-radiatif avec l'air en circulation et son environnement, ainsi que les flux thermiques provenant des phénomènes de condensation et d'évaporation (3). La température de soufflage (T_{air}) et l'humidité relative mesurées sont imposées pour calculer ces échanges. Les faibles écarts de température entre la face supérieure de la veine d'air et les matériaux permettent d'utiliser la forme linéarisée du coefficient d'échange radiatif h_r .

Concernant les phénomènes de condensation et d'évaporation, les débits massiques condensés et évaporés sont calculés respectivement par (4) et (5) [8]. Les coefficients de transfert massique, km_{cond} et km_{evap} , sont obtenus grâce aux nombres adimensionnels issus du transfert de chaleur et de masse et en considérant l'hypothèse de Lewis ($F(Le) = 1$). Le coefficient d'échange h_{conv} est estimé à l'aide des corrélations de la mécanique des fluides, soit $h_{conv} = f(Nu(Re, Pr), \lambda_{air}, L_c)$. Les surfaces supérieures de l'isolant et du creuset sont également soumises à des échanges convecto-radiatifs (6).

Pour les autres conditions aux limites, une condition adiabatique (7) est imposée sur le plan de symétrie et le restant de la géométrie ($d\Omega_3$). Cette hypothèse forte étant expérimentalement délicate à obtenir, une température mesurée au centre de la masse thermique en aluminium ($d\Omega_4$) est alors imposée au modèle numérique (8).

Les conditions initiales du modèle sont imposées égales à celles mesurées expérimentalement au début de la phase de décongélation. En effet, la phase d'installation prend un peu de temps ce qui induit une petite dérive des températures.

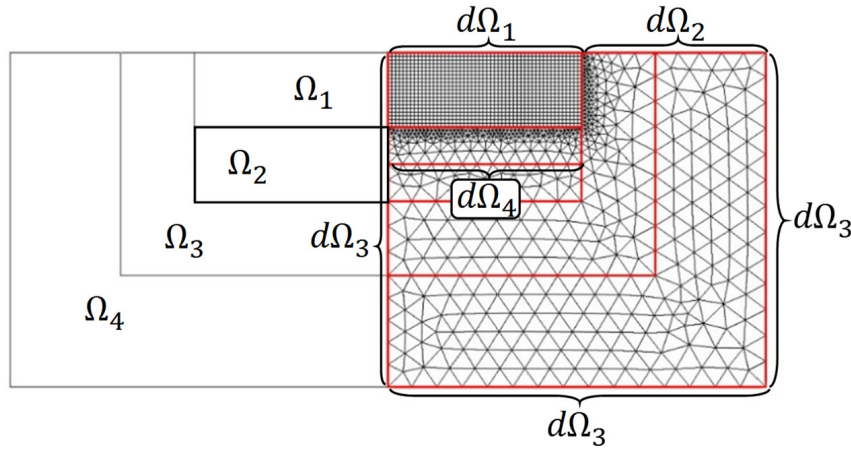


Figure 4 : Géométrie et maillage utilisé dans cette étude

$$(x, y) \in \Omega_i \quad \rho_i c p_i(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_i(T) \vec{\nabla} T) \quad (1)$$

$$(x, y) \in d\Omega_1 \quad -\lambda_1(T) \vec{\nabla} T = (h_{conv} + h_r)(T_{air}(t) - T) + \varphi_{cond} + \varphi_{evap} \quad (2)$$

avec:

$$\begin{cases} \varphi_{cond} = \dot{m}_{cond} (Lv + c p_{eau}(T_{air}(t) - T)) \\ \varphi_{evap} = \dot{m}_{evap} (Lv + c p_{eau}(T_{air}(t) - T)) \end{cases} \quad (3)$$

$$\text{Si } (Pv_{air} - Pv_{sat}(T)) > 0 \quad \dot{m}_{cond} = km_{cond} \frac{M_{eau}}{R T_f} (Pv_{air} - Pv_{sat}(T)) \quad (4)$$

$$\text{Si } (Pv_{air} - Pv_{sat}(T)) < 0 \quad \dot{m}_{evap} = km_{evap} \frac{M_{eau}}{R T_f} (Pv_{air} - Pv_{sat}(T)) \quad (5)$$

$$(x, y) \in d\Omega_2 \quad -\lambda_i(T) \vec{\nabla} T = (h_{conv} + h_r)(T_{air}(t) - T) \quad (6)$$

$$(x, y) \in d\Omega_3 \quad -\lambda_i(T) \vec{\nabla} T = 0 \quad (7)$$

$$(x, y) \in d\Omega_4 \quad T = T_{exp}(t) \quad (8)$$

2.5. Identification

Le modèle numérique précédemment présenté est utilisé comme modèle direct pour une phase d'identification de paramètres. Les coefficients C_1 , C_2 et C_3 de la fonction $\rho \cdot cp_{tylose}(T)$ (9), ainsi que la température de début de changement d'état T_{cf} sont estimés pour permettre la minimisation de la fonctionnelle « S » (10). Cette fonction objectif est basée sur les écarts quadratiques entre les températures mesurées sur 3 thermocouples (surface supérieure, milieu et surface inférieure de l'échantillon) et celles issues du modèle direct.

$$cp_{tylose}(T) = \begin{cases} C_1 + \frac{C_2}{(T_{\phi,e} - T)^{C_3}}, & T < T_{cf} \\ C^{te}, & T \geq T_{cf} \end{cases} \quad (9)$$

$$S = \sum_{i=1}^3 \sum_{t=0}^{t_{Final}} (Ti_{exp}(t) - Ti_{num}(t))^2 \quad (10)$$

3. Résultats et discussion

3.1. Séquences expérimentales

Deux essais sont présentés, ils sont conduits suivant le protocole précédemment défini, les conditions expérimentales sont fournies dans le *Tableau 2*. Ces conditions expérimentales correspondent à des humidités relatives (HR_{air}) très différentes conduisant à des températures de rosée distinctes.

	θ_{air}	HR_{air}	v_{air}	T_{init}
	°C	%	m.s ⁻¹	°C
Essai 1	9,4	75,6	4,2	-18,5
Essai 2	8,9	48,4	4,1	-18,8

Tableau 2 : Conditions expérimentales des essais

Les évolutions de température au cours de l'essai 1 (*Figure 5*) et de l'essai 2 (*Figure 6*) sont similaires. Toutefois, la fin de décongélation se produit plus d'une heure plus tôt dans le cas du premier essai pour lequel l'hygrométrie de l'air est plus élevée que pour le second.

La mesure de température de surface donnée par le pyromètre, dont l'émissivité a été réglée à 0,95, quoique plus bruitée est bien représentative de la température de surface de l'échantillon. À l'issue du premier essai, le produit ne s'est pas déformé, il occupe complètement le creuset et a gagné 2,2g de masse alors que pour l'autre essai, le produit s'est racorni et a perdu 9,7g.

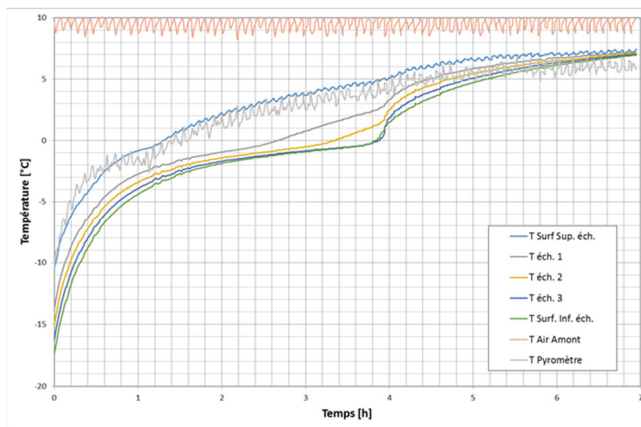


Figure 5 : Évolution des températures au cours du premier essai

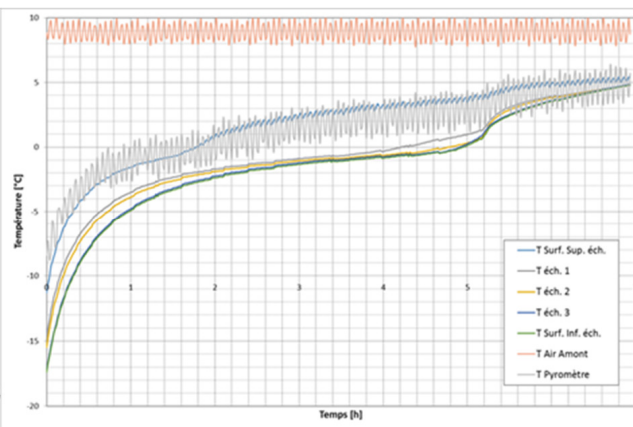


Figure 6 : Évolution des températures au cours du second essai

3.2. Comparaison expérience/simulation

Pour l'essai N°1 (Figure 7, a), les températures simulées sont proches des évolutions mesurées (Figure 7, b). On peut notamment constater que l'identification des coefficients C_i , donnés dans le Tableau 3, de la courbe $\rho \cdot cp_{tylose}$ (9) a permis d'obtenir des cinétiques thermiques plus proches de celles mesurées expérimentalement, en comparaison avec celles obtenues avec l'utilisation des coefficients issus de la littérature [5].

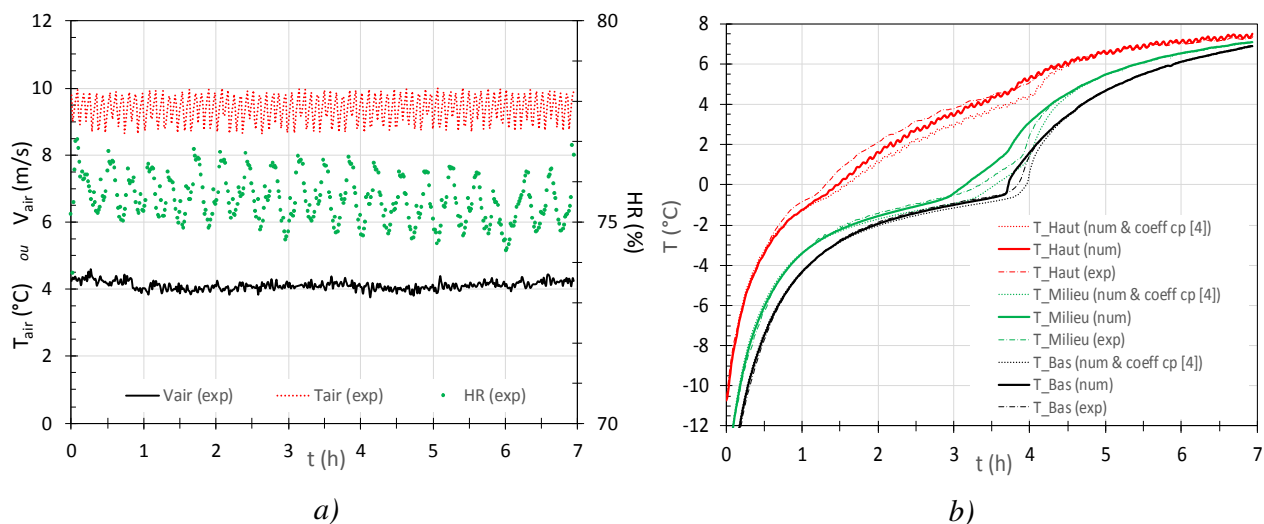


Figure 7 : Essai 1 :

a) conditions expérimentales, b) comparaison des résultats expérimentaux et numériques

	Valeur initiale [5]	Valeur identifiée
C_1	$1,19 \cdot 10^6$	0
C_2	113 000 000	74 356 659
C_3	1,66	1,27
Tcf	-0,6 °C	-0,5 °C

Tableau 3 : Résultats de l'identification

L'observation de la Figure 8 montre que la distribution de température mesurée est prise en compte comme condition initiale pour la simulation (Figure 8). Ensuite, l'échantillon le produit

monte en température, avec un gradient de température relativement conséquent, en particulier au bout de 4h. Au bout de 6 heures, l'ensemble devient relativement homogène en température.

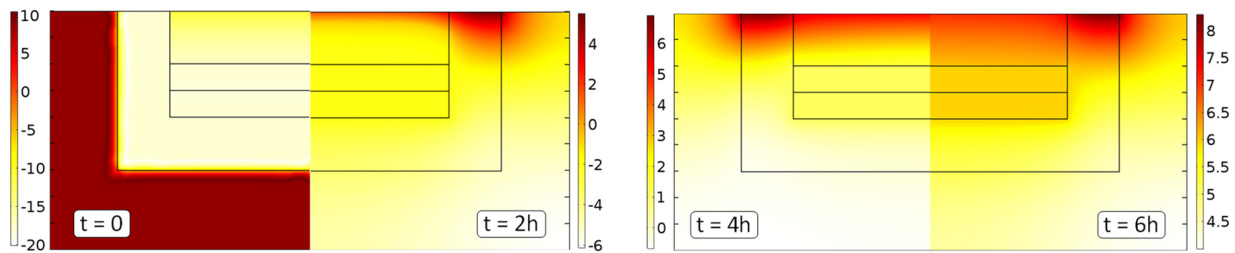


Figure 8 : Essai 1 : cartographie des températures à $t = 0, 2, 4$ et $6h$

Pour le deuxième essai (Figure 9, b), on peut tout d'abord constater que les niveaux de température et de vitesse d'air sont très similaires à ceux obtenus durant l'expérience N°1 (Figure 7, b). La différence majeure entre ces deux expériences réside dans les niveaux d'humidité relative d'air soufflé.

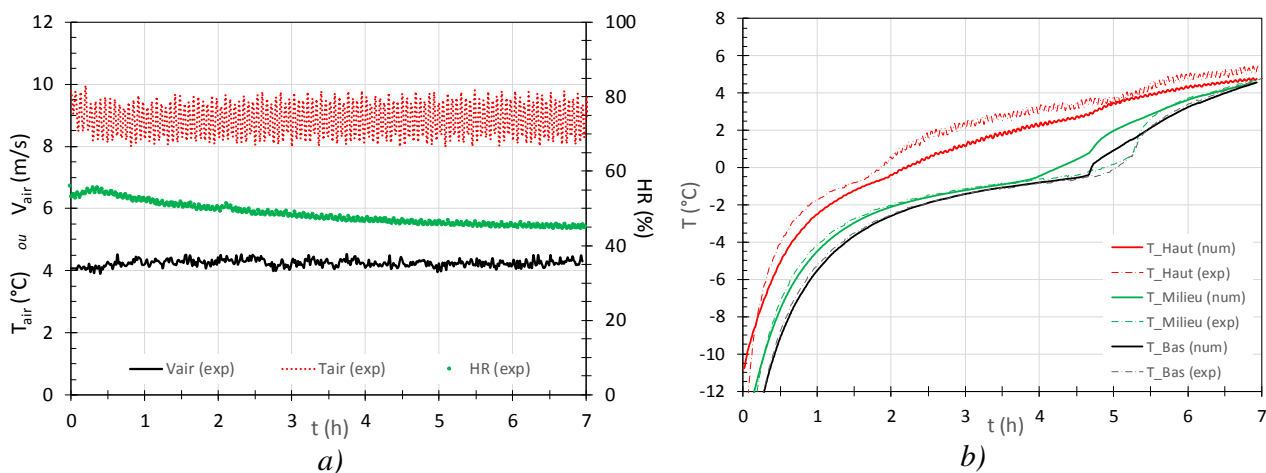


Figure 9 : Essai 2 :

a) Conditions expérimentales, b) comparaison des résultats expérimentaux et numériques

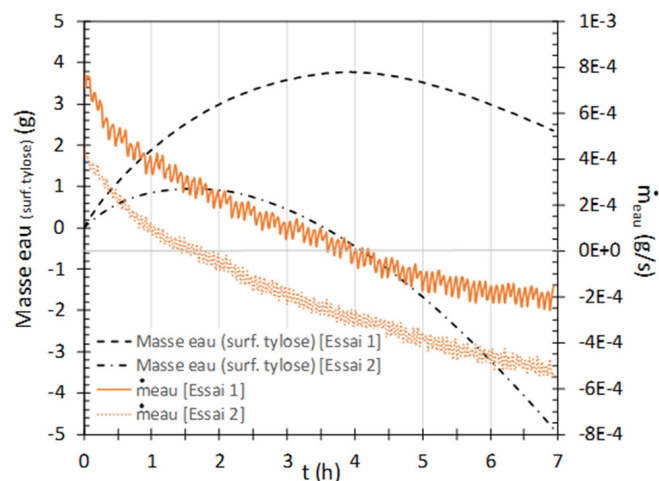


Figure 10 : Bilan massique de l'eau condensée/évaporée sur la surface du tylose

Le deuxième essai montre avant tout qu'avec une humidité relative plus faible, le produit met plus de temps à décongeler. La surface du produit atteint 0°C au bout de 1,5h durant l'essai N°1, tandis qu'il faudra 2h dans les conditions de l'essai 2. Si l'on porte une attention particulière aux températures obtenues au fond de l'échantillon, la décongélation complète est aussi atteinte plus tôt dans le cas de l'essai N°1 ($\approx 3,5h$) que lors de l'essai N°2 ($\approx 4,5h$). Le

caractère exothermique du phénomène de condensation participe à augmenter la dynamique thermique de l'échantillon de tylose. Comme on peut l'observer, le débit massique de condensation et la masse d'eau condensée sont plus faibles lorsque le niveau d'humidité relative est abaissé (Figure 10). De plus, le bilan massique sur la surface de l'échantillon de l'essai N°2 montre que les phénomènes d'évaporation ont été plus importants que ceux de condensation, cela pouvant expliquer le dessèchement superficiel du produit observé. *In-fine*, cela amène une réflexion autour de l'importance de la prise en compte future des phénomènes de diffusion de l'eau au sein de du produit.

4. Conclusion

Un premier travail expérimental réalisé dans le cadre du laboratoire a permis de d'étudier le processus de décongélation suivant plusieurs paramètres, notamment la température et l'humidité relative de l'air soufflé. Plusieurs températures au sein du produit ont été mesurées durant la phase de décongélation, la masse a été relevée en début et fin d'essai.

Un modèle numérique par éléments finis en régime transitoire a été développé, il permet de simuler les transferts de chaleur au sein du produit ainsi que les transferts de masse à sa surface. Cet outil a tout d'abord été utilisé pour l'identification des paramètres des modèles représentatifs des principales propriétés thermiques du produit au cours du changement d'état. Les comparaisons effectuées avec les fichiers expérimentaux ont prouvé la capacité du modèle à bien représenter le process.

Des essais complémentaires sont programmés afin de consolider le modèle et d'investiguer sur l'impact de la vitesse d'air et sa prise en compte dans le modèle. La prise en compte du changement d'état par la variation d'enthalpie spécifique au lieu de la capacité thermique apparente du produit doit améliorer la réponse en température du modèle et permettre d'optimiser le pas de temps afin de raccourcir les temps de modélisation.

Références

- [1] B. Tremeac, Étude expérimentale et numérique des phénomènes thermomécaniques lors de la congélation de produits alimentaires. Application à des structures multicouches., phd thesis, Université de Nantes, 2004. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00378026/document> (erişim 29 Ocak 2019).
- [2] B.A. Anderson, R.P. Singh, Moisture Diffusivity in Tylose Gel (Karlsruhe Test Material), *Journal of Food Science*. 70 (2005) E331-E337. doi:10.1111/j.1365-2621.2005.tb09973.x.
- [3] A.C. Cleland, R.L. Earle, Assessment of Freezing Time Prediction Methods, *Journal of Food Science*. 49 (1984) 1034-1042. doi:10.1111/j.1365-2621.1984.tb10387.x.
- [4] Q.T. Pham, Modelling heat and mass transfer in frozen foods: a review, *International Journal of Refrigeration*. 29 (2006) 876-888. doi:10.1016/j.ijrefrig.2006.01.013.
- [5] R. Simpson, C. Cortés, An inverse method to estimate thermophysical properties of foods at freezing temperatures: apparent volumetric specific heat, *Journal of Food Engineering*. 64 (2004) 89-96. doi:10.1016/j.jfoodeng.2003.09.015.
- [6] Q.T. Pham, Prediction of calorimetric properties and freezing time of foods from composition data, *Journal of Food Engineering*. 30 (1996) 95-107. doi:10.1016/S0260-8774(96)00036-2.
- [7] I. Cornejo, G. Cornejo, C. Ramírez, S. Almonacid, R. Simpson, Inverse method for the simultaneous estimation of the thermophysical properties of foods at freezing temperatures, *Journal of Food Engineering*. 191 (2016) 37-47. doi:10.1016/j.jfoodeng.2016.07.003.
- [8] Sacadura, Initiation aux transferts thermiques, 4e tirage, *Tech. & Doc./Lavoisier*, 1993.

Modélisation thermo-électrique d'un moteur Stirling à piston libre et d'une machine synchrone linéaire à aimant permanent avec sa commande

Mahdi MAJIDNIYA^{1*}, Thierry BOILEAU¹, Benjamin REMY¹, Majid ZANDI²

¹Université de Lorraine, CNRS, LEMTA

F-54000 Nancy, France

² Renewable Energies Department, Shahid Beheshti University

Tehran, Iran

*(auteur correspondant : Mahdi.Majidniya@univ-lorraine.fr)

Résumé -Dans cet article nous proposons un modèle de l'association d'un Moteur Stirling à Piston Libre (MSPL) et d'une Machine Synchrone Linéaire à Aimants Permanents (MSLAP). L'originalité réside dans l'utilisation des équations non-linéaires du MSPL couplées à celle d'une MSLAP obtenant ainsi un modèle dynamique implantable sous MATLAB SIMULINK®. Nous avons commencé par valider le modèle du MSPL et ensuite nous avons réalisé un modèle de la MSLAP associée à sa commande. Finalement nous proposons les résultats de simulation correspondant au système global.

Nomenclature

A	Surface, m ²	<i>Symboles grecs</i>	
B_v	Coefficient de friction	γ	Ratio des chaleurs spécifiques
C	Distance piston-déplaceur, m	θ, ϕ	Angle
C_f	Facteur de friction de Darcy	ρ	Densité, kg/m ³
C_{H_b}	Coefficient d'amortissement du ressort à gaz	ψ_f	Liaison de flux, Wb
C_{H_d}	Coefficient d'amortissement du tampon	ω	Pulsation, rad/s
d	Diamètre, m	<i>Indices et exposants</i>	
F	Force, N	b, B	Espace tampon
i	Courant, A	c	Compression
L	Inductance, mH	d, D	Déplaceur
M, m	Masse, kg	d, q	Axe
N_p	Nombre de paires de pôles	e	Expansion
P	Pression, Pa <i>ou</i> Power, kW	el	Électrique
R	Gaz constant, kJ/kgK - Résistance, Ω	em	Électromagnétique
Re	Nombre de Reynolds	h	Réchauffeur
T	Température, K	k	Refroidisseur
u, U	Vitesse, m/s	m	Partie mobile de la MSLAP
v	Tension, V	p	Piston
V	Volume, m ³	r	Régénérateur
x	Déplacement, m	w	Fil

1. Introduction

En raison de la demande croissante de la population en énergie, de nombreuses méthodes ont été développées pour la produire. Dans un certain nombre de ces méthodes, il existe une source d'énergie thermique que l'on peut transformer en électricité. Ce type de conversion peut être divisé en deux catégories : 1- Les centrales à énergies non renouvelables qui extraient leurs énergies calorifiques à partir de combustibles fossiles ou de la fission nucléaire ; 2- Les centrales électriques à énergies renouvelables telles que les centrales géothermiques ou solaires. Comme dans tous les systèmes leurs rendements énergétiques ainsi que leurs prix sont les paramètres essentiels qui conditionnent leurs utilisations. La plupart des systèmes de production (renouvelable ou non) d'énergie électrique rejettent de la chaleur fatale (renouvelable ou non). Une façon d'améliorer l'efficacité de ces systèmes est de récupérer cette chaleur fatale à l'aide d'un dispositif adapté. Parmi ces systèmes nous avons concentré notre attention sur le moteur Stirling à piston libre (MSPL) associé à un alternateur linéaire. La technologie d'alternateur linéaire retenue est la machine synchrone linéaire à aimant permanent (MSLAP) pour sa compacité [1]. De plus ce système peut fonctionner avec différentes sources de chaleur et des ratios de compression variables, il est aussi un système peu onéreux comparé aux groupes électrogènes traditionnels [1]. Tous ces aspects font du système combiné alternateur MSPL-linéaire un sujet intéressant à étudier.

Hsu et al. [2] ont utilisé un modèle de transfert de chaleur pour en estimer les pertes de chaleur d'un MSPL combiné à un alternateur linéaire recevant de l'énergie d'un incinérateur. Boucher et al. [3] ont étudié analytiquement un moteur Stirling à double piston libre couplé à un alternateur linéaire asynchrone. Zhu et al. [4] ont utilisé la théorie thermo-acoustique pour modéliser un système de micro-cogénération constitué d'un MSPL de type β couplé à un alternateur linéaire. Ils ont ensuite réalisé un prototype et validé leur modèle théorique avec une erreur de 10%. Karabulut et al. [5] ont proposé et analysé le comportement thermique et dynamique d'un MSPL de type Martini. Dans ce type de MSPL, le piston et le plongeur sont dans deux cylindres différents. Le piston à l'intérieur de son cylindre joue aussi le rôle de pièce mobile de l'alternateur linéaire couplé. Zheng et al. [6] ont étudié les stratégies de contrôle d'un système combiné MSPL et générateur linéaire à aimants permanents au démarrage et en phase de production. En raison des limitations auxquelles ils ont été confrontés, ils ont utilisé un moteur à courant continu sans balai comme moteur principal pour simuler le MSPL et converti le mouvement rotatif en mouvement linéaire en un vilebrequin.

Il n'y a qu'un nombre limité d'études sur le système combiné MSPL-alternateur linéaire et une analyse complète de ce système nous semble être nécessaire. Suite à notre étude bibliographique nous avons constaté que l'étude en simulation de l'association d'un MSPL en utilisant ses équations non linéaires associées à une MSLAP n'a pas encore été réalisée. L'utilisation d'équations non linéaires de MSPL rend la modélisation plus précise et permet d'étudier les instabilités d'un tel système.

Dans notre étude, un système constitué d'un MSPL et d'une MSLAP est traité. Tout d'abord, le MSPL a été modélisé à l'aide de ses équations non linéaires à deux degrés de liberté. Les équations ont été résolues numériquement dans MATLAB SIMULINK®. En outre, un modèle linéarisé du MSPL a aussi été résolu numériquement dans MATLAB. Après avoir validé le MSPL avec les résultats expérimentaux disponibles, La MSLAP a été modélisée et commandée avec trois boucles de contrôle dans MATLAB SIMULINK®. Pour combiner les systèmes, leurs équations ont été couplées, et le système a été implanté dans MATLAB SIMULINK®. La présence de boucle de régulation dans un tel système permet

d'agir sur les instabilités du MSPL. En outre, il est possible de contrôler le système dans toutes les situations transitoires afin d'obtenir les meilleures performances possibles.

2. Description du système

La figure 1 montre le schéma du cycle combiné de MSPL-MSLAP. Comme on peut le constater, le piston de puissance est relié au moteur MSLAP avec une tige rigide.

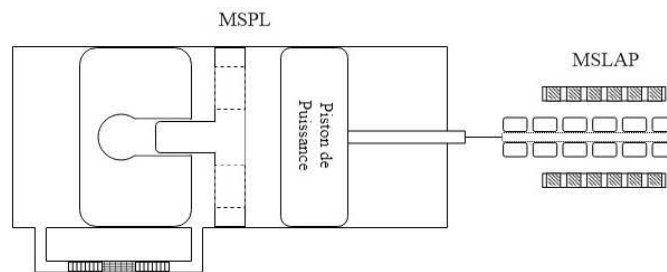


Figure 1 : MSPL-MSLAP schématique

3. Analyse MSPL

Le MSPL modélisé est basé sur le moteur Sunpower RE-1000. Un schéma simple d'un tel système est présenté à la figure 2.

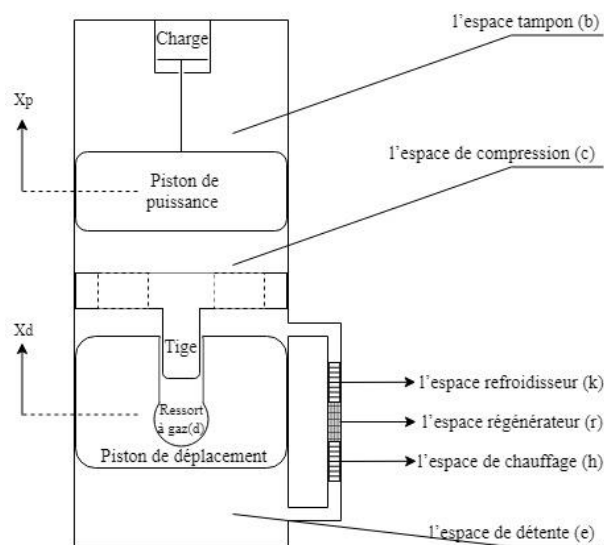


Figure 2 : MSPL schématique

Comme on peut le voir, les espaces principaux à l'intérieur d'une MSPL sont l'espace tampon (*b*), l'espace de compression (*c*), l'espace de déplacement du ressort à gaz (*d*), l'espace de détente (*e*), l'espace de chauffage (*h*), l'espace refroidisseur (*k*) et l'espace régénérateur (*r*).

Sur la base de la figure 2, en écrivant l'équilibre des forces autour du piston de puissance (*p*) et du piston de déplacement (*d*), on peut alors écrire les équations dynamiques suivantes [7] :

$$m_p \ddot{x}_p = A_p(P_c - P_b) - F_{charge} \quad (1)$$

$$m_d \ddot{x}_d = A_d P_e - (A_d - A_{Tige}) P_c - A_{Tige} (P_d) = A_d (P_e - P_c) + A_{Tige} (P_c - P_d) \quad (2)$$

La différence de pression entre les espaces de détente et de compression peut être mise en relation par la chute de pression entre ces espaces, comme le montre l'équation (3) :

$$P_e - P_c = \Delta P \quad (3)$$

Il est possible de supposer que la pression d'espace de compression est égale à la pression instantanée du système (P). On supposera des conditions isothermes dans les espaces suivants : (c), (e), (h), (k) and (r) dans l'ensemble du système. Il est possible de calculer la masse totale de gaz et la masse de gaz dans chaque espace sur la base de la loi des gaz parfaits. De plus, en supposant que le gaz est parfait et est dans des conditions adiabatiques dans l'espace du ressort à gaz (d) dans l'espace tampon (b), il est possible de calculer les pressions. Après simplifications, on trouve le système d'équations dynamiques non linéaire suivant [7] :

$$m_p \ddot{x}_p = A_p P_{mean} \left(\left(1 + \frac{A_p x_p - (A_d - A_{Tige}) x_d}{T_k V_{avT}} + \frac{A_d x_d}{T_h V_{avT}} \right)^{-1} - \left(\frac{V_B}{V_B - A_p x_p} \right)^\gamma \right) - F_{Charge} \quad (4)$$

$$m_d \ddot{x}_d = A_d \Delta P + A_{Tige} P_{mean} \left(\left(1 + \frac{A_p x_p - (A_d - A_{Tige}) x_d}{T_k V_{avT}} + \frac{A_d x_d}{T_h V_{avT}} \right)^{-1} - \left(\frac{V_D}{V_D - A_{Tige} x_d} \right)^\gamma \right) \quad (5)$$

3.1. Equations linéarisées

Selon les auteurs de [7,8], les équations MSPL sont linéarisées et résolues. Le processus de linéarisation est effectué pour l'ensemble des équations et les équations simplifiées ont été résolues dans MATLAB avec ode45.

$$\ddot{x}_p = K_{pp} x_p + K_{pd} x_d + D_{pp} \dot{x}_p + D_{pd} \dot{x}_d \quad (6)$$

$$\ddot{x}_d = K_{dp} x_p + K_{dd} x_d + D_{dp} \dot{x}_p + D_{dd} \dot{x}_d \quad (7)$$

$$K_{pp} = \frac{A_p^2}{m_p} P_{mean} \left(\frac{1}{T_k V_{avT}} + \frac{\gamma}{V_B} \right) \quad (8)$$

$$K_{pd} = -\frac{A_p^2}{m_p V_{avT}} P_{mean} \left(\frac{1}{T_h} - \frac{(1 - A_{Tige}/A_p)}{T_k} \right) \quad (9)$$

$$D_{pp} = -\frac{(C_{damp} + C_{H_b})}{m_p} \quad (10)$$

$$D_{pd} = 0 \quad (11)$$

$$K_{dp} = -\frac{A_p A_{Tige} P_{mean}}{m_d T_k V_{avT}} \quad (12)$$

$$K_{dd} = -\frac{A_{Tige}}{m_d} P_{mean} \left(\frac{A_p}{T_h V_{avT}} - \frac{(A_p - A_{Tige})}{T_k V_{avT}} + \frac{\gamma A_{Tige}}{V_D} \right) \quad (13)$$

$$D_{dp} = \frac{C_p}{m_d} \quad (14)$$

$$D_{dd} = \frac{(C_d - C_{H_d})}{m_d} \quad (15)$$

C_p et C_d peuvent être calculés à partir de l'équation linéarisée de la perte de charge comme le montre l'équation (16) et V_{avT} peut être calculé comme suit :

$$A_d \Delta p = C_p \dot{x}_p + C_d \dot{x}_d \quad (16)$$

$$V_{avT} = \frac{A_p C_c}{T_k} + \frac{A_d C_e}{T_h} + \frac{V_h}{T_h} + \frac{V_k}{T_k} + \frac{V_r}{T_r} \quad (17)$$

3.2. Validation du modèle du MSPL

Pour la validation du modèle non-linéaire du MSPL nous comparons les résultats obtenus avec SIMULINK® et ceux obtenus expérimentalement avec le moteur RE-1000 [7]. Le modèle non-linéaire utilise les valeurs du tableau 1 et tous les résultats sont donnés et comparés au tableau 2.

T_h	814.3 K	L_h	18.34 cm	V_B	2615 cm ³	d_p	5.718 cm
T_k	322.8 K	L_r	6.44 cm	V_D	37.97 cm ³	d_d	5.67 cm
P_{mean}	71 bars	A_h	1.4898 cm ²	V_r	56.37 cm ³	d_{Tige}	1.663 cm
Porosité	75.9 %	A_k	2.6163 cm ²	A_{wk}	115.2 cm ²	d_h	0.2362 cm
m_d	0.426 kg	A_r	8.745 cm ²	X_p	1.145 cm	d_w	0.00889 cm
m_p	6.2 kg	C_c	1.83 cm	X_d	1.233 cm	\emptyset	-42.5°
L_k	7.92 cm	C_e	1.861 cm	Charge	580 Ns m ⁻¹	ω	$2\pi \times 30$ rad/s

Tableau 1 : Paramètres d'entrée de MSPL

	La fréquence	Angle de phase	Ratio d'amplitude (X_d/X_p)	Puissance de sortie
Résultats exp. [7]	30 Hz	-42.5°	1.06	1.00 kW
Modèle non linéaire	29.8 Hz	-32.97°	1.1239	1.015 kW
Erreur	0.67%	22.4%	-6%	-1.5%

Tableau 2 : Validation du modèle du MSPL

Comme on peut le voir dans le tableau 2, il existe une bonne cohérence entre les résultats du modèle non-linéaire et les résultats expérimentaux. Il convient de noter que le comportement du modèle linéaire n'est pas représentatif du système réel. Les résultats du modèle linéaire comparés au modèle non linéaire sont illustrés à la figure 3.

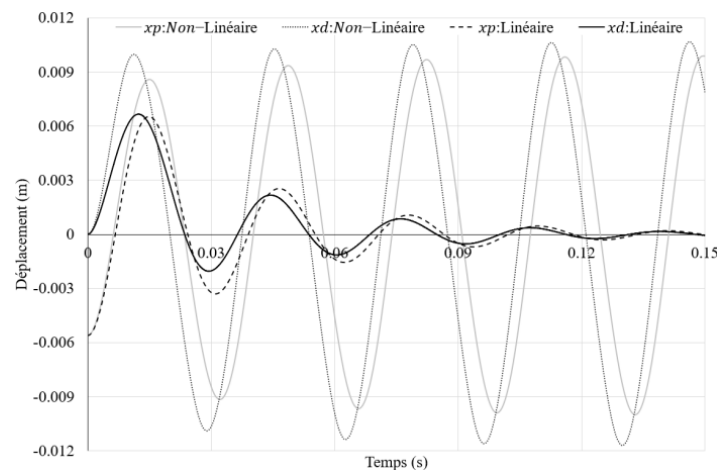


Figure 3 : Résultats de la modélisation MSPL linéaire et non linéaire

Selon le point de vue des auteurs, qui découle de l'analyse et de la résolution d'équations, le modèle linéaire ne peut être utilisé que dans des conditions spécifiques, par exemple une charge particulière. Dans d'autres situations, ce n'est pas la meilleure solution pour étudier le système. C'est la raison pour laquelle la modélisation non linéaire du système a été développée dans cette étude. Le modèle non linéaire peut décrire le comportement du système pour des conditions de travail très différentes, par exemple pour de grandes variations de la charge d'entrée.

4. Analyse MSLAP

Dans cette section, un modèle mathématique de la MSLAP triphasé bien adapté à sa commande sera présenté. Comme il est plutôt complexe d'utiliser les équations de la MSLAP dans le repère triphasé (a-b-c) pour simuler et pour régler les régulateurs de la machine, deux transformations (transformation de Concordia et Park) ont été utilisées pour obtenir un système d'équations plus simple dans le repère diphasé (d-q) [9] :

$$v_d = L_d \frac{di_d}{dt} + Ri_d - N_p \frac{\pi}{\tau} \dot{\alpha} L_q i_q \quad (18)$$

$$v_q = L_q \frac{di_q}{dt} + Ri_q + N_p \frac{\pi}{\tau} \dot{\alpha} (L_d i_d + \sqrt{3/2} \psi_f) \quad (19)$$

$$F_{em} = N_p \frac{\pi}{\tau} (\sqrt{3/2} \psi_f i_q + (L_d - L_q) i_d i_q) \quad (20)$$

$$m_m \ddot{\alpha} = F_{em} - B_v \dot{\alpha} - F_{charge} \quad (21)$$

$$P_{em} = F_{em} \dot{\alpha} \quad (22)$$

$$P_{el} = v_q i_q + v_d i_d \quad (23)$$

Trois régulateurs PI, comme on peut le voir sur la figure 4, ont été utilisés pour contrôler le système MSLAP. Deux régulateurs permettent d'assurer le contrôle des courants et le dernier assure le contrôle de la vitesse.

R	0.448Ω	L_q	3.01 mH	B_v	10	L_d	1.77 mH	Ψ_f	0.0513 Wb	m_m	0.824 kg
-----	----------------	-------	-------------------	-------	------	-------	-------------------	----------	---------------------	-------	--------------------

Table 3 : Paramètres d'entrée de MSLAP

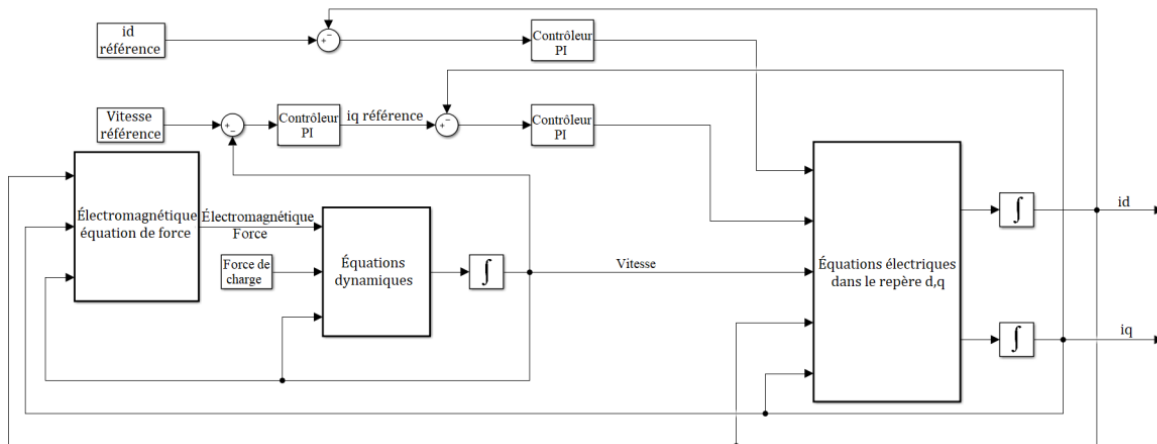


Figure 4 : Schéma fonctionnel MSLAP

5. Analyse système combinée

Pour associer le MSPL et la MSLAP, il est nécessaire de relier leurs équations. Du point de vue physique, le piston de puissance du MSPL sera connecté au moteur MSLAP, comme illustré à la figure 1. Cela signifie que les équations dynamiques du piston de puissance et du moteur seront combinées pour relier ces deux systèmes. Après combinaison, les équations du système deviennent :

$$(m_p + m_m)\ddot{x}_p = A_p P_{mean} \left(\left(1 + \frac{A_p x_p - (A_d - A_{Tige})x_d}{T_k V_{avT}} + \frac{A_d x_d}{T_h V_{avT}} \right)^{-1} - \left(\frac{V_B}{V_B - A_p x_p} \right)^{\gamma} \right) + F_{em} - B_v \dot{x}_p \quad (24)$$

$$m_d \ddot{x}_d = A_d \Delta P + A_{Tige} P_{mean} \left(\left(1 + \frac{A_p x_p - (A_d - A_{Tige})x_d}{T_k V_{avT}} + \frac{A_d x_d}{T_h V_{avT}} \right)^{-1} - \left(\frac{V_D}{V_D - A_{Tige} x_d} \right)^{\gamma} \right) \quad (25)$$

$$v_d = L_d \frac{di_d}{dt} + R i_d - N_p \frac{\pi}{\tau} \dot{x} L_q i_q \quad (26)$$

$$v_q = L_q \frac{di_q}{dt} + R i_q + N_p \frac{\pi}{\tau} \dot{x} (L_d i_d + \sqrt{3/2} \psi_f) \quad (27)$$

$$F_{em} = N_p \frac{\pi}{\tau} (\sqrt{3/2} \psi_f i_q + (L_d - L_q) i_d i_q) \quad (28)$$

$$P_{em} = F_{em} \dot{x} \quad (29)$$

$$P_{el} = v_q i_q + v_d i_d \quad (30)$$

Après implantation des équations dans MATLAB SIMULINK® et après simulation avec les régulateurs PI, les résultats peuvent être extraits. Ces résultats sont illustrés aux figures 5, 6 et 7. Les paramètres du système sont ceux donnés dans les tableau 1 et tableau 3.

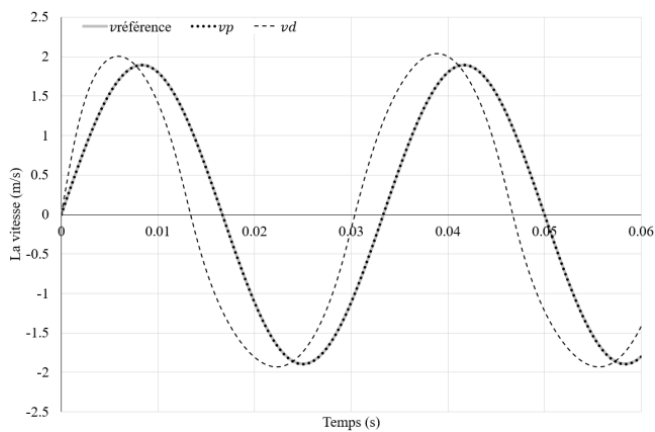


Figure 5 : Système combiné/Contrôle de vitesse

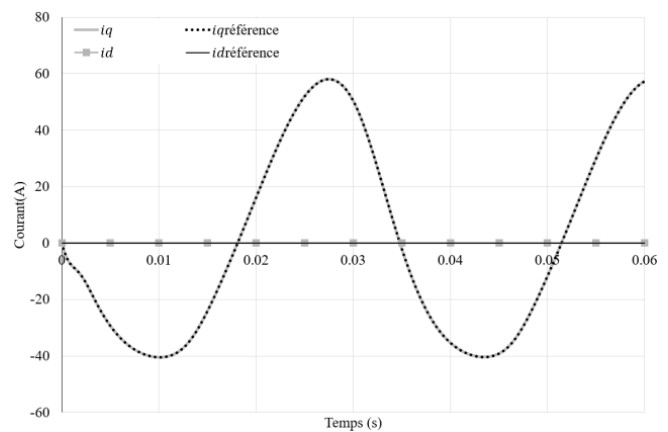


Figure 6 : Système combiné/Contrôle du courant

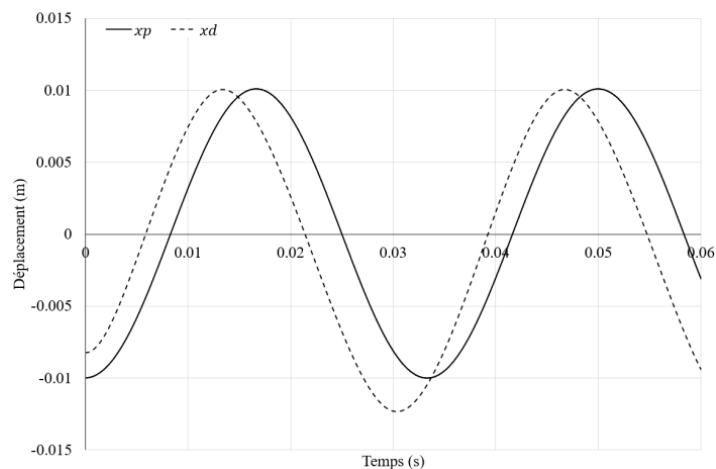


Figure 7 : Déplacements des pistons(Puissance et déplacement) dans le MSPL

Sur la figure 5 est présentée l'évolution des vitesses des pistons du MSPL. On constate que la vitesse du piston de puissance v_p est parfaitement contrôlée par l'intermédiaire de la MSLAP et de son régulateur de vitesse (superposition vitesse de référence et vitesse du piston de puissance). Sur la figure 6 on peut constater que les courants dans la MSLAP sont parfaitement régulés. Sur la figure 7 on peut visualiser le déphasage entre les deux pistons.

6. Conclusion

Dans l'étude précédente un système combiné de MSPL et de MSLAP a été développé. Tout d'abord, le MSPL a été modélisé et validé, puis la MSLAP a été modélisée et contrôlée. Ensuite, les deux systèmes sont combinés. Les objectifs de cette combinaison sont :

- Contrôler le MSPL pour le maintenir dans des conditions stables lors des phases de production d'énergie.
- Démarrer, maintenir en fonctionnement ou arrêter le MSPL en fonction des fluctuations de la source d'énergie de façon à améliorer le rendement global du système.
- Extraire l'énergie maximale possible d'une source de chaleur pour obtenir un rendement maximal : en agissant sur la stratégie de commande (par exemple en modifiant la forme et la phase de la vitesse...)

Le modèle combiné fonctionnant correctement, il est dans nos perspectives de travail d'évaluer toutes les propositions données ci-dessus.

Références

- [1] S. Jayaram, G. Heiskell, F. Mahmudzadeh and P. Famouri, Study of radial and axial magnets for linear alternator-Free piston engine system, *Power Symposium (NAPS), (North American, 2017)*
- [2] S. Hsu, F. Lin and J. Chiou, Heat-transfer aspects of Stirling power generation using incinerator waste energy, *Renewable Energy, 28-1 (2003) 59-69.*
- [3] J. Boucher, F. Lanzetta and P. Nika, Optimization of a dual free piston Stirling engine, *Applied Thermal Engineering, 27-4 (2007) 802-811.*
- [4] S. Zhu, G. Yu, J. O, T. Xu, Z. Wu, W. Dai and E. Luo, Modeling and experimental investigation of a free-piston Stirling engine-based micro-combined heat and power system, *Applied Energy, 226 (2018) 522-533.*
- [5] H. Karabulut, M. Okur and A. Ozdemir, Performance prediction of a Martini type of Stirling engine, *Energy Conversion and Management, 179 (2019) 1-12.*
- [6] P. Zheng, B. Yu, S. Zhu, Q. Gong and J. Liu, Research on control strategy of free-piston stirling-engine linear-generator system, *International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS), (2014).*
- [7] I. Urieli, and D. M. Berchowitz, *Stirling cycle engine analysis*, Bristol, A. Hilger, (1984).
- [8] S. B'egota, G. Layes, F. Lanzetta, and P. Nika, Stability analysis of free piston Stirling engines, *The European Physical Journal-Applied Physics, 61-3 (2013).*
- [9] G. Remy, *Commande optimisée d'un actionneur linéaire synchrone pour un axe de positionnement rapide*, Doctoral dissertation, Arts et Métiers ParisTech, (2007).

Prédiction de l'encrassement dans un échangeur de chaleur à partir de données expérimentales et par la méthode des réseaux de neurones

Christophe WEBER¹, Brice TREMEAC³, Christophe MARVILLET³, Cathy CASTELAIN^{2*}

¹NéoTherm Consulting SAS, 30 Allée du lac d'Aiguebelette, Bâtiment Passerelle 7, Savoie Technolac, BP 80355, 73375 Le Bourget du Lac

²Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTeN, UMR CNRS 6607), La chantrerie, rue Christian Pauc, BP 50609, 44306 Nantes Cedex 3

³Laboratoire Chimie Moléculaire, Génie des Procédés Chimiques et Energétiques (CMGPCE, EA7341, CNAM), 292 rue Saint Martin, 75141 Paris Cedex

*(auteur correspondant : cathy.castelain@univ-nantes.fr)

Résumé

L'encrassement dans les échangeurs est un problème récurrent dans de nombreuses industries qui engendre des surcoûts à la fois lors de l'investissement mais aussi lors de l'exploitation. L'absence d'outil dédié, permettant aux industriels d'agir efficacement sur les phénomènes d'encrassement des échangeurs thermiques est à l'origine de cette étude. L'objectif est de construire une méthodologie pour permettre d'évaluer in situ les paramètres caractéristiques de l'effet d'encrassement, de mettre en œuvre et de valider ensuite des méthodes d'analyse de ces données pour en extraire un outil de prédiction des effets d'encrassement à partir de la connaissance d'un nombre réduit de données de fonctionnement.

Nomenclature

\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	ε	erreur relative, %
Q_V	débit volumique, $m^3.s^{-1}$	σ	écart type,
\dot{Q}	puissance thermique, W	τ	temps nécessaire pour atteindre 63,2% de R_f^* , s
R^2	Coefficient de détermination	<i>Indices et exposants</i>	
R_f	résistance d'encrassement, $m^2.K.W^{-1}$	<i>ech</i>	échange
T	température, K	<i>f</i>	froid
t	temps, s	<i>ml</i>	moyenne logarithmique
U	coefficient d'échange global, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>o</i>	origine (propre)
<i>Symboles grecs</i>		<i>*</i>	valeur asymptotique
Δ	écart d'une grandeur entre deux points		

1. Introduction

L'encrassement dans les échangeurs thermiques a de fortes répercussions sur les performances énergétiques des installations thermiques et les coûts associés [1, 2, 3]. L'état de l'art met en avant la complexité des phénomènes d'encrassement mis en jeu dans les échangeurs de chaleur [4, 5, 6]. Cette complexité est notamment due à l'influence notable d'un nombre important de variables à prendre en compte et des interactions possibles entre ces dites variables. Malgré les efforts réalisés dans le domaine de la métrologie spécifique à l'encrassement [7, 8, 9], on note qu'aucune des sondes dites d'encrassement n'est aujourd'hui validée en conditions industrielles, et de fait très peu utilisées. Ainsi, la méthode de réalisation de mesures aux bornes de l'échangeur, que ce soit par bilan thermique voir par suivi des pertes de charges, reste la plus commune et la plus utilisée dans le domaine industriel. La plupart des travaux sur la modélisation des effets de l'encrassement sur les performances de l'échangeur,

notamment le modèle de Kern [10] qui constitue encore aujourd'hui la pratique industrielle courante, sont basés sur des modélisations semi-empiriques. L'étude bibliographique a mis en avant d'autres modèles semi-empiriques dont certains issus de travaux plus récents, notamment pour les modèles dits à seuil, mais force est de constater que ces modèles sont sujets à de nombreuses hypothèses et qu'ils restent difficilement exploitables et transposables à d'autres installations [4, 11, 12, 13, 14]. L'étude bibliographique a également mis en avant le fait que peu d'étude considèrent des données réelles avec des problèmes de fonctionnement qui peuvent altérer les cinétiques d'encrassement, et *in fine* fausser de façon importante les modélisations associées. Dans le cadre des défauts constatés des modèles semi-empiriques, et en corrélant cela à l'arrivée massive et courante de puissants outils de calculs, les méthodes de modélisation statistique et physico-statistique ont pris tout leur intérêt. Ces méthodes ont été largement étudiées et appliquées dans de nombreux domaines de l'énergétique depuis les années 2000 et que, depuis près de 10 ans, elles se sont révélées très prometteuses dans le cadre de l'évaluation des performances des échangeurs, et notamment pour la prédiction des effets néfastes de l'encrassement. Parmi les différentes méthodes statistiques, l'analyse de la littérature montre que la modélisation par réseaux de neurones artificiels semble être une voix de développement intéressante étant donné les résultats obtenus dans les différentes publications analysées [15, 16]. L'objectif de cette étude est de construire une méthodologie pour permettre d'évaluer in situ les paramètres caractéristiques de l'effet d'encrassement, de mettre en œuvre et de valider ensuite des méthodes d'analyse de ces données pour en extraire un outil de prédiction des effets d'encrassement à partir de la connaissance d'un nombre réduit de données de fonctionnement. Nous avons privilégié dans cette étude l'étude de l'encrassement sur des échangeurs thermiques de type compact, essentiellement à plaques. Ce choix - volontairement réducteur d'un point de vue technologique - se justifie par la forte présence de ce type d'échangeur dans le domaine industriel, notamment en fonctionnement sur des eaux chargées, mais également par le caractère critique de la perte de performances liée à l'encrassement pour ce type d'échangeur. A travers la réalisation d'un banc d'essais et la mise en place de différentes techniques de détection, nous présentons une méthodologie qui intègre la mise en œuvre et la validation de méthodes d'analyse de données expérimentales, le développement et la validation d'un outil de prédiction des effets d'encrassement à partir de la connaissance d'un nombre réduit de données de fonctionnement. Cet outil doit ainsi permettre, à terme, de déterminer une cinétique réaliste d'encrassement et de permettre d'élaborer une pratique adaptée de maintenance en vue d'une minimisation des coûts énergétiques et des coûts d'intervention.

2. Présentation du dispositif expérimental

Le banc d'essais (figure 1), d'une puissance thermique de 5 kW, est composé d'un circuit chaud et froid. Ils sont reliés entre eux par l'échangeur de chaleur objet des tests. Cet échangeur est de type plaques et joints d'une gamme industrielle ($S_{ech}=0,18\text{m}^2/\text{plaque}$) avec des corrugations d'un angle de 60° par rapport à l'écoulement. L'écoulement est à contre-courant avec une circulation ascendante du fluide froid, représentant le fluide encrassant. Le nombre de plaques est de 3, correspondant ainsi à un canal par fluide. Un assemblage en série d'un ballon de stockage couplé à une résistance électrique permet la production d'eau chaude. Un groupe de production de froid par compression d'un fluide frigorigène (R407C) permet la production de froid via un évaporateur, de type serpentín hélicoïdal, qui est inséré dans une cuve de 80 litres. Des particules d'oxyde de titane anatase (diamètre moyen de $5\mu\text{m}$) sont injectées dans le fluide froid (eau de ville) afin de simuler un fluide encrassant. Un agitateur mis en place dans la cuve de stockage du fluide froid permet un mélange et une mise en suspension homogène des particules. Les performances thermique et hydraulique de l'échangeur de chaleur sont évaluées à travers les paramètres usuels que sont : le débit volumique du fluide propre (chaud) avec un débitmètre électromagnétique, la perte de charge sur le fluide encrassant (froid) à l'aide

de deux prises de pression reliées à un pressostat différentiel et 4 mesures de température à l'aide de thermocouples de type K montés en doigts de gant aux bornes de l'échangeur (entrée chaud et froid, sortie chaud et froid).

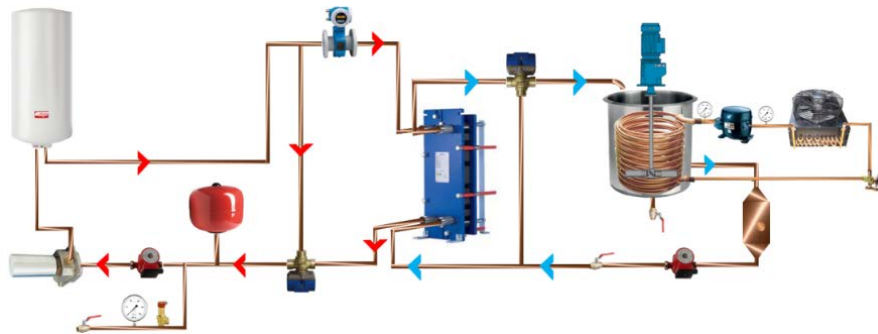


Figure 1 : Schéma de principe de l'installation

Ces mesures permettent d'établir les bilans thermiques et de conservation afin d'évaluer la puissance thermique (\dot{Q}), le débit massique du fluide froid (\dot{m}_f), l'écart de température moyen logarithmique (ΔT_{ml}) et enfin le coefficient d'échange thermique global (U). Différentes conditions d'essais représentatives de situations industrielles courantes (marche/arrêt des pompes, variation de la concentration en particules du fluide encrassant...etc.) sont testées sur le banc d'essais lors d'une phase « d'apprentissage » nécessaire à l'établissement des modèles de prédiction. A partir de ces données expérimentales, des modèles prédictifs sont élaborés.

3. Méthodes d'évaluation de l'encrassement et résultats expérimentaux en laboratoire

La résistance d'encrassement est évaluée par deux méthodes. La première consiste à mesurer les performances de l'échangeur via l'évaluation du coefficient d'échange global U_o à un état initial propre ($U_o = \text{cste}$) et de comparer la baisse de performance entre l'état propre et l'état encrassé tout au long de l'évolution de l'essai. La seconde consiste à utiliser la corrélation empirique [17] permettant de déterminer le coefficient d'échange local chaud et froid puis d'utiliser la règle d'additivité des résistances thermiques pour déterminer un coefficient d'échange global U_o qui varie ainsi en fonction des conditions de fonctionnement (débit, température, pression, propriétés thermophysiques...etc.). Nous appellerons cette valeur de référence U_o corrélation. Dans tous les cas, le calcul final reste le même et consiste à quantifier la diminution du coefficient d'échange global entre U et U_o afin d'obtenir valeur de R_f :

$$R_f(t) = \left(\frac{1}{U}\right) - \left(\frac{1}{U_o}\right) \quad (1)$$

Les acquisitions sont réalisées toutes les 2 minutes puis moyennées sur une période de 10 minutes afin de lisser les courbes et minimiser le nombre de données pour les futures analyses. La durée des essais est importante (>650h), notamment pour vérifier le comportement et la valeur asymptotique de la résistance d'encrassement. Les essais sont réalisés à température d'entrée et débits constants. L'essai n°1 représente la situation idéale, sans événements imprévisibles, et l'essai n°2 représente la même cinétique avec cette fois-ci deux événements imprévisibles. Le coefficient d'échange global pour les deux essais est aux alentours de $4000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Pour chacune de ces courbes on observe la différence de cinétiques obtenues entre les deux méthodes citées plus haut. Un choix volontaire d'imposer des conditions d'essais similaires nous permet d'obtenir, comme nous le montre la figure 2, des cinétiques d'encrassement en tout point répétable jusqu'à l'apparition de deux événements imprévisibles lors de l'essai n°2.

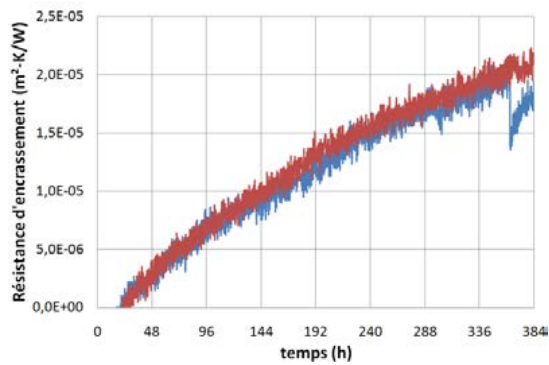


Figure 2 : Cinétiques d'encrassement avec U_o corrélacion pour les essais n°1 (courbe rouge) et n°2 (courbe bleue) - Répétabilité

En effet, l'essai n°1 constitue notre référence et met bien en avant le comportement asymptotique de la cinétique d'encrassement (figure 3-a). Toujours en ce qui concerne l'essai n°1, on observe sur la figure 3-a un point d'inflexion, synonyme d'un réentraînement du dépôt par paquets dû aux forces de cisaillement du fluide [1]. L'essai n°2 (figure 3-b) comporte lui deux événements imprévisibles constituant ainsi trois phases avec trois évolutions différentes. Les deux événements imprévisibles sont dus à des manipulations d'un opérateur sur le banc d'essais provoquant de fortes secousses au niveau de l'échangeur, et donc un décollement et un réentraînement brusque d'une partie du dépôt. La figure 3 présente une période d'initiation nulle de l'encrassement pour les courbes bleues et une période d'initiation d'environ 24h pour les courbes rouges. Le fait de disposer d'une valeur initiale U_o mesurée (courbes bleues) permet d'assurer une détection très rapide d'une baisse de performance et donc de permettre à l'opérateur d'engager des procédures de nettoyage rapide. Cependant, cette valeur étant constante, elle impose de fait des erreurs qui peuvent être plus ou moins préjudiciables selon la variation des données de fonctionnement. À l'inverse, la valeur calculée et non constante de U_o nous impose cette fois une période d'initiation, donc une détection tardive des premières baisses de la performance thermique de l'échangeur. Elle admet cependant l'avantage de s'adapter à des variations de conditions de fonctionnement puisque la valeur de U_o n'est pas constante.

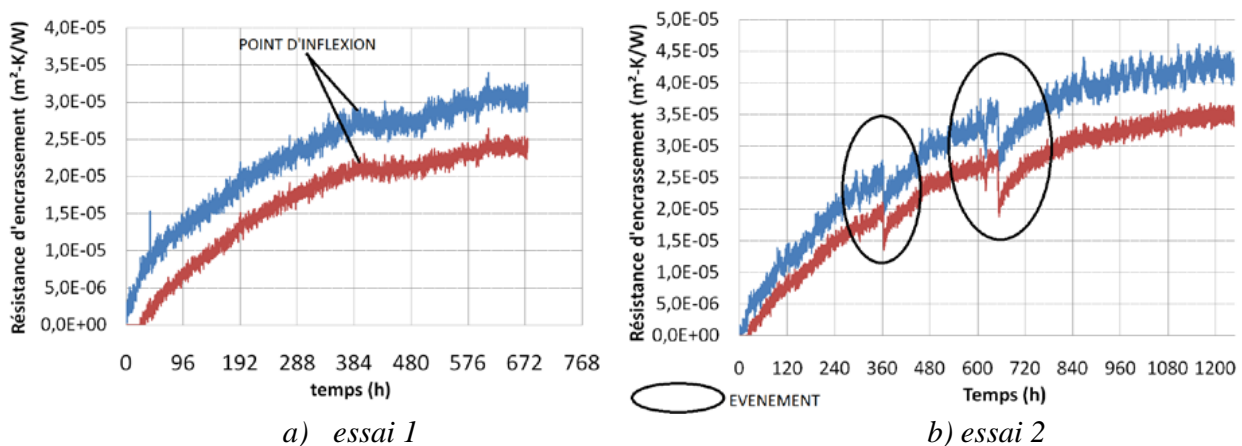


Figure 3 : Cinétique d'encrassement avec U_o mesuré (en bleu) et avec U_o corrélacion (en rouge)

On peut ainsi conclure que le fait de disposer d'une corrélation d'une grande précision pour l'évaluation de U_o permettra, par la suite, de mettre en place des pratiques de maintenance préventive nettement plus adaptées. On dénote également une différence significative sur les valeurs asymptotiques de résistance d'encrassement, due en partie à la présence d'événements imprévisibles. À partir des données expérimentales précédemment obtenues, plusieurs modèles prédictifs sont élaborés. En effet, on analyse les résultats issus de ces différents modèles (déterministe et statistique) afin d'évaluer, pour chacun d'entre eux, leurs précisions par rapport

aux données issues de l'expérimentation mais également l'influence sur la précision du modèle de divers paramètres tels que le nombre de prédicteurs et la taille de l'échantillon. Nous quantifions la précision du modèle à partir des indicateurs suivant : l'écart type σ de l'erreur relative ε , l'erreur relative moyenne ainsi que le coefficient de détermination R^2 . Un des tous premiers modèles corrélatifs permettant la caractérisation de la cinétique d'encrassement est celui de Kern et Seaton [10]:

$$Rf(t) = Rf^* \times (1 - e^{-t/\tau}) \quad (2)$$

Ce modèle donne des résultats plutôt satisfaisants à condition de bien évaluer la valeur asymptotique de la résistance thermique d'encrassement Rf^* ainsi que la constante de temps τ qui conditionnent fortement la précision du modèle. L'analyse des données qui ont permis de réaliser les tracés de la figure 2 nous donne les résultats des deux grandeurs Rf^* et τ pour l'essai n°1. Le modèle asymptotique est assez fidèle aux données expérimentales avec des coefficients de détermination R^2 proche de 1, un écart type ainsi qu'une erreur relative moyenne assez faible (Tableau 1). En ce qui concerne l'essai n° 2, étant donné la présence des deux événements qui impliquent des chutes brutales des résistances d'encrassement, le modèle asymptotique issu de l'essai 1 ne peut pas s'appliquer sur l'essai n°2, même en déterminant assez précisément les grandeurs Rf^* et τ . Pour appliquer ce dernier de façon plus précise, il serait indispensable de décomposer la cinétique de l'essai n°2 en trois phases bien distinctes et de fait de déterminer trois cinétiques différentes.

Dans le cadre de la modélisation par Régression Linéaire Multiple (RLM), une étude a été réalisée concernant la précision du modèle suivant le nombre de variables utilisé ainsi que suivant la taille de l'échantillon. Le but étant d'obtenir un modèle construit à partir des données de l'essai n°1 et qui soit en mesure de prédire, avec une bonne précision, les données de l'essai n°2, tout en assurant l'usage d'un minimum de variables et de données. L'analyse des coefficients de corrélation nous permet d'éliminer de nombreuses grandeurs mesurées ou calculées et donc de réduire de manière significative le modèle. Le tableau 2 donne les résultats issus de la modélisation par RLM avec trois tailles d'échantillons différents (25% des premières données de l'essai n°1, puis 50% et enfin 100%) et prenant en compte les 18 variables suivantes: temps, débit volumique chaud et froid, température entrée et sortie de chacun des fluides, écart de température de chacun des fluides, nombre de Reynolds et de Prandtl pour le fluide chaud et froid, vitesse d'écoulement du fluide chaud et du fluide froid, écart de température moyen logarithmique, puissance thermique et perte de charge sur le fluide froid.

	Essai 1 - R_f avec U_o mesuré	Essai 1 - R_f avec U_o corrélation
R^2	0.972	0.988
σ	14.49	13.74
ε moyenne (%)	-5.02	-4.96

Tableau 1: Indicateurs de précision pour la modélisation par modèle asymptotique

	R_f avec 25% des premières données de l'essai n°1	R_f avec 50% des premières données de l'essai n°1	R_f avec 100% des données de l'essai n°1
R^2	0.9958	0.9934	0.9989
σ	59.896	80.846	30.995
ε moyenne (%)	1.357	5.567	0.117

Tableau 2: Indicateurs de précision pour la modélisation par RLM de l'essai n°2 avec les données de l'essai n°1-Modèles avec 18 variables

Le tableau 3 montre, dans le cadre de la réduction du modèle, les mêmes résultats avec l'utilisation de 100% des données de l'essai n°1 mais avec seulement 5 variables dans un premier temps (temps, débit volumique du fluide froid et du fluide chaud, température entrée et sortie du fluide chaud) puis dans un second temps avec l'usage de seulement 3 variables (temps, température entrée et sortie du fluide chaud). Il est en effet judicieux de tester cette dernière configuration car elle ne nécessiterait aucune mesure sur le fluide encrassant.

	<i>Rf</i> avec 5 prédicateurs de l'essai n°2 avec 100% des données de l'essai n°1	<i>Rf</i> avec 3 prédicateurs de l'essai n°2 avec 100% des données de l'essai n°1
R^2	0.962	0.9635
σ	28.101	222.379
ε moyenne (%)	-16, 712	40.955

Tableau 3: Indicateurs de précision pour la modélisation par RLM de l'essai n°2 avec les données de l'essai n°1-Modèles avec 5 puis 3 variables

L'analyse des résultats nous permet d'observer que l'indicateur R^2 est toujours très élevé et n'est donc pas un indicateur discriminant : cela est notamment dû au fait des tailles très importantes des échantillons. Nos comparaisons se focalisent donc sur les deux autres indicateurs. La modélisation par RLM donne des résultats satisfaisants lorsque beaucoup de variables sont utilisées pour construire le modèle. En effet, l'utilisation de la totalité des données de l'essai n°1 permet d'obtenir une erreur relative moyenne de 0,117 % tandis que cette dernière est de 1,357 % en utilisant 25% des données et enfin de 5,567% via l'utilisation de 50% des premières données. On dénote également que la tendance serait de dire que plus la taille de l'échantillon est élevée et plus l'erreur relative, ainsi que l'écart type, sont diminués. Cependant un point d'inflexion (figure 3-a) existe sur l'échantillonnage représentant 50% des données de l'essai n°1 et fausse ainsi cette affirmation. L'analyse des coefficients de corrélation permettant la réduction du nombre de variable des modèles donne de nettement moins bons résultats avec, à même taille d'échantillon, une augmentation significative de l'écart type et de l'erreur relative. Nous réitérons la même démarche réalisée pour les modélisations par régression linéaire multiple mais avec une méthode par Réseaux de Neurones Artificiels (RNA). Les résultats sont récapitulés dans les tableaux 4 et 5.

	<i>Rf</i> de l'essai n°2 avec 25% des premières données de l'essai n°1	<i>Rf</i> de l'essai n°2 avec 50% de premières données de l'essai n°1	<i>Rf</i> de l'essai n°2 avec 100% des données de l'essai n°1
R^2	0.841	0.960	0.997
σ	39.183	10.395	4.186
ε moyenne (%)	-16.997	-3.807	-1.579

Tableau 4: Indicateurs de précision pour la modélisation de l'essai 2 par RNA (18 variables)

	<i>Rf</i> avec 100% des données de l'essai n°1 – Modélisation avec 5 prédicateurs	<i>Rf</i> avec 100% des données de l'essai n°1 – Modélisation avec 3 prédicateurs
R^2	0.974	0.976
σ	66.058	145.298
ε moyenne (%)	-2, 377	19.494

Tableau 5: Indicateurs de précision pour la modélisation de l'essai n°2 par RNA (5 puis 3 variables)

On constate là encore que le coefficient R^2 est élevé, via l'utilisation de 25% des données avec 18 variables, qui démontre la nécessité d'utiliser un nombre important de données pour la

modélisation par RNA. Les autres résultats, issus des modélisations avec 18 variables et des tailles d'échantillons plus importantes, tendent vers des valeurs de l'erreur relative moyenne et de l'écart type proches de celles obtenues avec la modélisation par RLM. En ce qui concerne la réduction du modèle, bien que moins précises, les modélisations utilisant 5 variables puis 3 variables uniquement permettent d'obtenir des valeurs d'écart type et d'erreur relative moyenne beaucoup plus satisfaisantes qu'avec la modélisation par RLM. Les résultats présentés ci-dessus ne sont qu'une partie du travail. Nous avons mis en avant une méthodologie d'analyse de données avancée permettant de construire des modèles prédictifs à l'aide des méthodes de réseau de neurones artificiels. Nous avons vu que la génération de modèles de type réseau de neurones artificiels demande la création d'un jeu d'apprentissage. Comme nous l'avons constaté, c'est la qualité du jeu d'apprentissage qui conditionne fortement la qualité des prédictions issues de l'application des modèles générés sur les jeux de données test.

Nous avons développé deux types de modèles : le modèle partiel et le modèle global. Un modèle partiel est construit à partir d'un jeu d'apprentissage partiel dont 30% des données d'un essai sont échantillonnées pour construire le jeu d'apprentissage et permettant de prédire les résultats des 70% des données restantes de ce même essai. Plus ambitieux nous avons souhaité développer un modèle global, c'est-à-dire pouvant prédire la totalité des situations – parfois fort diverses – rencontrées en exploitation d'installations (y compris les événements imprévisibles). Ces modèles sont générés à partir de jeux d'apprentissage partiels de différents essais et dont les jeux test incluent la totalité des données des essais : il ne s'agit donc plus de prédire 70% des données restantes d'un essai à partir de 30% des données du même essai mais bien de prédire, à partir d'un jeu d'apprentissage donné, les cinétiques d'encrassement d'essais différents dont les données ne sont pas incluses dans le jeu d'apprentissage. Seule une analyse conjointe de critères quantitatifs et qualitatifs permet la sélection des meilleurs jeux d'apprentissage et *in fine* la construction de modèles robustes et à larges spectres d'application.

4. Application sur un cas industriel d'encrassement d'échangeurs à plaques de la méthode d'analyse avancée de données

La méthodologie établie a été testée par la suite dans un cadre applicatif industriel réel : une usine de traitement des eaux de ville. Les boues d'épuration sont valorisées énergétiquement au travers d'un traitement thermique par incinération. Ce processus génère des fumées qui sont refroidies dans une unité de condensation, pour être traitées par la suite par le biais d'un dépoussiérage, piégeage et une neutralisation des gaz acides et des métaux lourds. L'eau de condensation des fumées est ensuite elle-même refroidie dans des échangeurs de chaleur alimentés par de l'eau froide en provenance de bâches de décantation de l'usine. Les échangeurs sont donc utilisés pour le refroidissement d'eau du circuit de condensation des fumées d'incinération (circuit primaire) par de l'eau décantée (circuit secondaire). L'eau froide, en provenance du canal de sortie des eaux de décantation et permettant le refroidissement de l'eau condensée, est concernée par les phénomènes d'encrassement et/ou de bouchage, constatés par l'exploitant depuis plusieurs années. L'installation est munie d'une métrologie classique et peu abondante. L'ensemble des données de mesures sont enregistrées au pas horaire. Des débitmètres et des capteurs de température en sortie sont installés sur le circuit primaire et secondaire. Aucune mesure de pertes de charge n'a été effectuée. Afin de pouvoir réaliser une analyse avancée des pertes de performances liées à l'encrassement, des sondes de températures supplémentaires ont été installées sur les entrées du fluide primaire et secondaire d'un des échangeurs. Une étude complémentaire a permis de conclure sur la présence de différents phénomènes d'encrassement : particulaire et biologique via une réaction chimique.

A l'aide des données, nous avons appliqué la méthodologie d'analyse avancée de données afin de sélectionner un jeu d'apprentissage permettant de construire un modèle prédictif global

de l'encrassement des échangeurs du dit processus. La précision de ce modèle a été vérifiée et validée à l'aide de données de mesures d'un jeu test représentatif non inclus dans le jeu d'apprentissage. Sur la période allant de Janvier 2016 à Octobre 2017, 14 périodes de fonctionnement ont été identifiées constituant ainsi un total de 4286 données pour chaque variable mesurée. Le modèle établi à partir de 412 données de mesure de trois périodes de fonctionnement a permis de prédire avec de bons indices de satisfaction les 4286 données représentant la totalité des 14 périodes de fonctionnement identifiées. Ainsi, via un suivi des 5 variables que sont la durée de fonctionnement, les températures de sorties de chacun des fluides et les débits volumiques, le modèle déployé permet de prédire la valeur de la résistance d'encrassement avec des précisions admettant un coefficient de détermination (R^2) supérieur à 90%, une moyenne des erreurs relatives (MRE) de l'ordre de 10% et une erreur quadratique moyenne (RMSE) ne dépassant pas en moyenne 40 $m^2\text{-K/MW}$ pour des valeurs maximum d'encrassement comprises entre 200 $m^2\text{-K/MW}$ et 1300 $m^2\text{-K/MW}$. Le choix des variables est réalisé en fonction des données disponibles sur le site industriel.

La prédiction de la valeur de la résistance d'encrassement et de son évolution temporelle permettra ainsi à l'exploitant de savoir à tout moment l'état d'encrassement de l'échangeur et d'engager ainsi des opérations de maintenance au moment opportun à partir d'un indicateur pertinent. Ainsi, au lieu de piloter les opérations de maintenance par le critère unique de « dégradation » du débit secondaire, celles-ci peuvent être pilotées par le critère résistance d'encrassement (R_f) à une valeur appropriée. Ce changement de mode de pilotage, peut permettre d'éviter de fonctionner avec des performances thermiques très dégradées et donc d'éviter de réduire la capacité de récupération thermique pendant des périodes trop longues comme l'illustre la Figure 4.

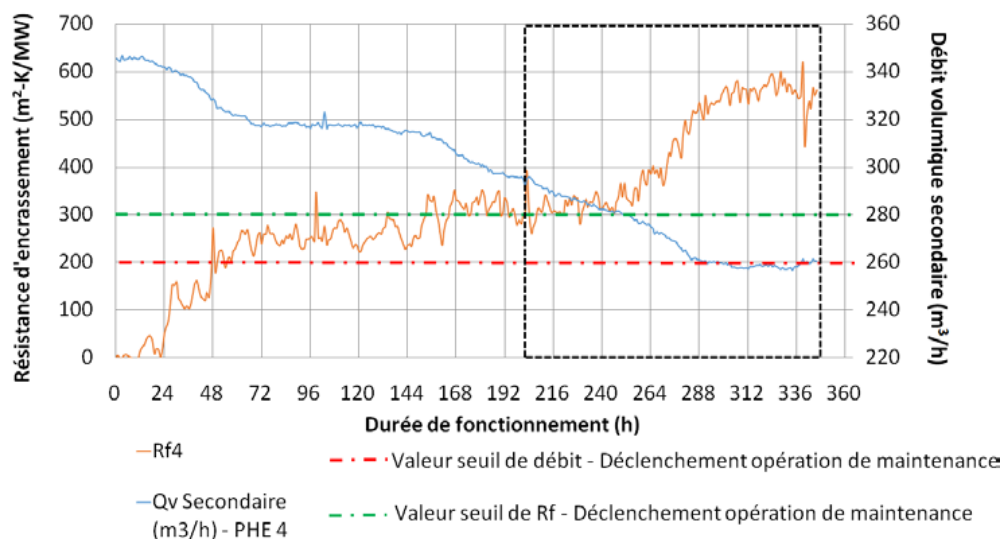


Figure 4 : Evolution du débit volumique secondaire et de la résistance d'encrassement - Visualisation des seuils de déclenchement sur le critère débit et R_f - Visualisation de la durée de fonctionnement (zone en pointillé noir) évitée en mode performance « sur-dégradée » via le déclenchement de l'opération de nettoyage selon le seuil de R_f

Bien que la construction de ce modèle global de prédiction ait demandé l'installation de capteurs de température supplémentaires, ce dernier a été conçu et validé à partir d'un nombre de variables mesurés plus faible que pour sa construction et surtout représentatif de l'installation en conditions réelles de fonctionnement. Par ailleurs, la présence en synergie des deux phénomènes d'encrassement présent sur l'installation a permis de valider le fait que la méthodologie déployée et le modèle en découlant est totalement indépendant des types d'encrassement auquel l'échangeur est soumis.

5. Perspectives

Ce travail présente un processus méthodologique d'analyse avancée de données expérimentales de l'encrassement dans des échangeurs thermiques en conditions de fonctionnement réelles. En perspectives, il nous semble important d'étudier les moyens à mettre en œuvre afin d'automatiser la procédure méthodologique d'analyse, l'échantillonnage des données. Le déploiement du modèle in situ doit permettre, et cela en fonction de données acquises en continu, de sans cesse améliorer la précision du modèle : pour cela, un apprentissage en continu doit être réalisé.

Références

- [1] H. Demasles, P. Mercier, P. Tochon, B. Thonon, Guide de l'encrassement des échangeurs de chaleur, Editions GRETH, 2007
- [2] Muller-Steinhagen, Reza Malayeri, Watkinson. 2013. *Preface of International conference on Heat Exchanger Fouling and Cleaning*.
- [3] Vdi, Heat Atlas. Editor VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC) ; Springer Verlag, 2010.
- [4] Bott T. R. and Bernardo C. A. Melo L. F. s.l. : Fouling Science and Technology, 1988. pp. 15-30.
- [5] Marvillet, Weber, Manificat, e.book du GRETh. *Echangeurs Thermiques: Technologies, conception et dimensionnement, TOME 2, Chapitre 4: Encrassement des échangeurs de chaleur : Mécanismes, métrologies et méthodes d'analyse de données*, Edition GRETh, 2017.
- [6] Thonon, Grandgeorge, Jallut, Effect of geometry and flow conditions on particulate fouling in plate heat exchangers. *Heat Transfer Engineering, volume 20, n° 3, pp.12-24*. 1999.
- [7] Esparcieux. Présentation des résultats expérimentaux d'une technique non-intrusive de surveillance de l'encrassement dans les systèmes thermiques industriels. *Note Technique de synthèse, Société VIBRIA/ATISYS CONCEPT*, 2007.
- [8] Merheb, Nassar, Nongaillard, Delaplace, Leuliet, Design and performance of a lowfrequency non-intrusive acoustic technique for monitoring fouling in plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering 82 (2007) 518–527*.
- [9] Perez, Développement, étude de performances et intégration de sondes thermiques pour la caractérisation de l'encrassement d'échangeurs tubulaires à courants croisés. *Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers*. Bordeaux, 2003.
- [10] D.Q. Kern, R.E Seaton, A theoretical analysis of thermal surface fouling, *Brit. Chem. Eng*, 4, (1959), 258-262.
- [11] Thomas, Grigull., Experimental investigation of the deposition of suspended magnetite from the fluid flow in steam generating tubes. *Brennst-Warme-Kraft 26, 3, 109 - 115*. 1974.
- [12] Bowen, Epstein., Fine particle deposition in smooth parallel plate channels. *J. Colloid Interface Sci.* 72, 81 - 87. 1979.
- [13] Wang, Yuan, Liang, Xie, Chen, Li. A review of experimental measurement and prediction models of crude oil fouling rate in crude refinery preheat trains. *Asia-Pac. J. Chem. Eng.*; 10: 607–625. 2015
- [14] Bott, Fouling of heat exchangers. *Elsevier Science & Technology Books; April*. 1995.
- [15] Lalot, Palsson., Detection of fouling in a cross-flow heat exchanger using a neural network based technique. *International Journal of Thermal Sciences 49 (2010) 675-679*.
- [16] Davoudi, Vaferi, Applying artificial neural networks for systematic estimation of degree of fouling in heat exchangers. *Chemical Engineering Research and Design 130 (2018) 138–153*.
- [17] S. Grandgeorge, Contribution à l'étude de l'encrassement particulaire des échangeurs à plaques corruguées en milieu liquide, *Thèse de doctorat de l'INPG*, 1996.

Remerciements

Les auteurs remercient l'IFFI (Institut Français du Froid Industriel) et ses acteurs ainsi que l'ANRT (Association Nationale de la Recherche et de la Technologie) pour le subventionnement dans le cadre de cette thèse CIFRE.

Analyse thermodynamique des systèmes de stockage type thermocline

Baptiste REBOUILLAT¹, Quentin FALCOZ^{1,2}, Pierre NEVEU^{1,2*}

¹Laboratoire PROMES-CNRS, ² Université de Perpignan Via Domitia
 Rambla de la thermodynamique – 66100 Perpignan

*(auteur correspondant : neveu@univ-perp.fr)

Résumé – Les systèmes de stockage thermocline constituent une alternative pouvant réduire le coût des systèmes de stockage dans les centrales solaires à concentration. L'analyse thermodynamique d'un tel système est réalisée à l'aide d'un modèle 2 phases-1D et permet de quantifier la production d'entropie associée à une phase de déstockage en fonction de deux paramètres géométriques. L'étude montre l'existence d'une configuration minimisant la production d'entropie. La méthode est illustrée ici à travers l'exemple d'une centrale de type Andasol.

Nomenclature

D	diamètre, m	<i>Symboles grecs</i>	
d _E	densité énergétique, J.m ⁻³	λ	conductivité Thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
E	énergie, J	ε	porosité
F _c	facteur de forme cuve	μ	viscosité dynamique, Pa.s ⁻¹
F _s	facteur de forme surface	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
h	enthalpie massique, J.kg ⁻¹	σ	entropie volumique, J.m ⁻³ .K ⁻¹
h _{sf}	coefficient de convection, W.K ⁻¹ .m ⁻²	<i>Indices et exposants</i>	
L	longueur, m	c	cuve
ṁ	débit massique, kg.s ⁻¹	d	Darcy
p	pression, Pa	Δ	VER
q̇	densité de flux d'énergie, W.m ⁻²	f	fluide
Q _{max}	chaleur maximal stockable, J	g	grain
S	entropie, J.K ⁻¹	H	haute
s	entropie volumique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	irr	irréversible
s _{sp}	surface spécifique, m ² .m ⁻³	L	basse
t _{ds}	duré de la phase de déstockage, s	n	normal à l'écoulement
T	température, K	p	pore
U	énergie interne, J	s	solide
v	vitesse du fluide, m.s ⁻¹	t	tangent à l'écoulement

1. Introduction

Cette étude porte sur une cuve thermocline utilisée comme système de stockage de chaleur sensible dans le contexte des centrales solaires thermodynamiques. Ces centrales sont composées d'un capteur d'énergie solaire, d'un système consommant l'énergie thermique pour la convertir en énergie utile (ici de la puissance mécanique) et d'un système de stockage de chaleur. Ce dernier compense l'inadéquation entre la disponibilité en énergie solaire et la nécessité en énergie utile. La chaleur est transférée entre ces éléments par un fluide caloporteur, généralement de l'huile ou des sels fondus.

Le système de stockage majoritairement répandu à l'heure actuelle est le système 2 cuves (Cf. Figure 1(a)). La première cuve stocke le fluide chaud et la seconde, le fluide froid. Ce système est simple et performant, mais souffre de deux défauts majeurs : son encombrement et son coût.

Le système à thermocline (Cf. Figure 1(b)) constitue une alternative intéressante. Il est composé d'une cuve remplie d'un lit de roche appelé garnissage. Le système fonctionne en injectant/extrayant le fluide chaud par le haut de la cuve et le fluide froid par le bas de la cuve. Au cours du fonctionnement, on peut distinguer 3 zones dans la cuve : 2 zones à température quasi-uniforme, une froide et une chaude, et une zone à fort gradient thermique, appelée zone thermocline. Le système thermocline est moins encombrant et son coût est réduit de 15 à 33% par rapport au système 2 cuves [1] [2]. En effet, la cuve à thermocline permet d'une part de remplacer partiellement le fluide caloporteur par un matériau de garnissage moins coûteux et d'autre part de n'utiliser qu'une seule cuve, impliquant un volume réduit de 30 à 45%.

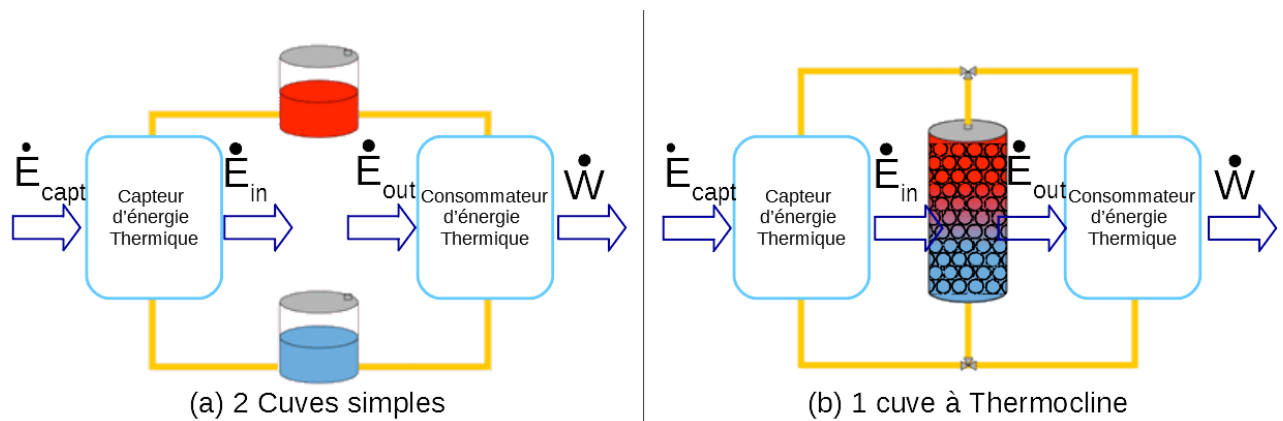


Figure 1 Schéma simplifié des centrales solaires

Cependant, le dimensionnement d'un système à thermocline est plus complexe qu'un système à deux cuves. Les performances dépendent de l'écoulement du fluide à travers le garnissage, de la qualité de l'échange thermique entre fluide et garnissage, ou encore des phénomènes de diffusion dans la zone thermocline. L'analyse thermodynamique proposée cherche à optimiser la configuration géométrique d'une cuve thermocline connaissant des valeurs cibles telles que la capacité thermique (énergie thermique stockée) et le temps de déstockage (ou la puissance moyenne en déstockage). La méthode, basée sur la minimisation de la production d'entropie, est appliquée à un cas réel industriel : le remplacement d'un système deux cuves par une cuve thermocline pour la centrale Andasol [3].

2. Modèle utilisé

Le modèle décrit ci-dessous utilise des hypothèses fortes dans le but d'analyser un large espace de configurations tout en assurant un temps de calcul raisonnable. L'objectif est de définir des tendances afin de limiter le champs d'étude d'une analyse ultérieure plus poussée à l'aide d'outils classiques de CFD.

2.1. Hypothèses :

- Milieu constitué d'une partie poreuse (le garnissage) et d'une partie fluide (le caloporteur).
- Propriétés thermo-physiques du fluide et du solide constantes.
- Écoulement unidirectionnel et établi de type Darcy
- Paroi latérale adiabatique.

Le Volume Élémentaire Représentatif (V.E.R) est défini comme une tranche de cuve, constituée d'une partie fluide et une partie solide, nommées VER_f et VER_s . Les propriétés sont considérées uniformes dans l'espace.

2.2. Mise en équation

D'après l'hypothèse d'écoulement 1D, la composante normale du flux de matière est nulle. Le système d'équations (2-1) présente les bilans transitoires d'énergie et d'entropie, ainsi que l'équation de Gibbs appliqués au VER_s et au VER_f:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE_{\Delta\varphi}}{dt} = \iint_{\Sigma_{\Delta\varphi}} -(\vec{q}_{n,\varphi} + \vec{q}_{t,\varphi} + \vec{m}_{t,\varphi}\Delta h_{\varphi}) \cdot \overrightarrow{d\Sigma_{\varphi}} \\ \frac{dS_{\Delta\varphi}}{dt} = \iint_{\Sigma_{\Delta\varphi}} -\left(\frac{\vec{q}_{n,\varphi}}{T_{\varphi}} + \frac{\vec{q}_{t,\varphi}}{T_{\varphi}} + \vec{m}_{t,\varphi}\Delta s_{\varphi}\right) \cdot \overrightarrow{d\Sigma_{\Delta\varphi}} + \iiint_{V_{\Delta\varphi}} \dot{\sigma}_{irr} \overrightarrow{dV_{\Delta\varphi}} \\ \frac{dU_{\Delta\varphi}}{dt} + T_{\varphi} \frac{dS_{\Delta\varphi}}{dt} = 0 \end{array} \right. \quad (2-1)$$

$E_{\Delta\varphi}$, $U_{\Delta\varphi}$ et $S_{\Delta\varphi}$ désignent respectivement l'énergie (J), l'énergie interne (J) et l'entropie (J.K^{-1}) du VER_{φ} , $\vec{q}_{n,\varphi}$ et $\vec{q}_{t,\varphi}$ les densités de flux thermique (W.m^{-2}) au sein de la phase φ dans les directions normale et tangentielle à l'écoulement, $\vec{m}_{t,\varphi}$ désigne la densité de flux de matière ($\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$) au sein de la phase φ dans la direction tangentielle. Ce dernier terme est nul pour la phase solide ($\varphi = s$).

Δh_{φ} et Δs_{φ} désignent les variations d'enthalpie massique (J.kg^{-1}) et d'entropie massique ($\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$) du fluide subies lors de la traversée du VER. T_{φ} désigne la température de la phase φ . $\Sigma_{\Delta\varphi}$ désigne la surface du VER_{φ} et $\overrightarrow{d\Sigma_{\Delta\varphi}}$ (m^2), un élément orienté de cette surface.

L'application de l'équation de Gibbs, traduisant l'hypothèse d'équilibre local pour chacune des deux phases, permet d'exprimer la production d'entropie volumique ($\text{W.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$) du VER, ensemble des deux sous-systèmes VER_f et VER_s , sous la forme suivante [4]:

$$\dot{\sigma}_{irr} = \dot{q}_n \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_s} \right) s_{sp} + \dot{q}_{t,s} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{T_s} \right) (1 - \varepsilon) + \dot{q}_{t,f} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{T_f} \right) \varepsilon - \frac{\dot{m}_t}{\rho_f T_f} \frac{\partial p}{\partial z} \varepsilon \quad (2-2)$$

avec p : pression dans la phase fluide (Pa), s_{sp} : surface spécifique d'échange fluide/solide ($\text{m}^2.\text{m}^{-3}$), ε : porosité du milieu poreux, ρ_f : masse volumique du fluide (kg.m^{-3}).

Cette expression permet d'identifier les quatre processus irréversibles contribuant à la production d'entropie totale.

Les transferts thermiques dans la direction tangente à l'écoulement, pour chacune des phases, modélisés par la loi de Fourier :

$$\dot{q}_{t,\varphi} = \dot{q}_{cd,\varphi} = -\lambda_{\varphi} \frac{\partial T_{\varphi}}{\partial z} \quad (2-3)$$

avec λ_{φ} : conductivité thermique de la phase φ considérée ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Les transferts thermiques dans la direction radiale, échange convectif entre le fluide et le solide, modélisé par la loi de Newton.

$$\dot{q}_{n,\varphi} = \dot{q}_{cv} = h_{sf} (T_f - T_s) \quad (2-4)$$

avec h_{sf} : coefficient d'échange convectif fluide/solide ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$).

Le transfert de matière dans la direction tangentielle, décrit par la loi de Darcy :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\mu}{B_0} v_d \quad (2-5)$$

avec μ : viscosité dynamique en Pa.s. v_d : vitesse de Darcy en m.s^{-1} (débit volume/section de la cuve). B_0 : perméabilité de Darcy B_0 (en m^2).

Les paramètres de transfert h_{sf} et B_0 peuvent être estimés à partir de corrélations disponibles dans la littérature. Pour la perméabilité de Darcy, la corrélation de Carman-Kozeny est utilisée :

$$B_0 = \frac{D_g^2}{180} \frac{\varepsilon^3}{(1 - \varepsilon)^2} \quad (2-6)$$

où D_g (m) est le diamètre des grains constituant le garnissage. Le coefficient d'échange h_{sf} , est estimé en fonction du nombre de Nusselt :

$$h_{sf} = Nu \frac{\lambda_f}{D_p} \quad (2-7)$$

avec D_p : Diamètre hydraulique équivalent de pores (m). Dans le cas d'un garnissage à structure sphérique, le diamètre hydraulique des pores s'exprime simplement en fonction du diamètre des grains : $D_p = D_g/4$. En première approximation, un nombre de Nusselt constant et égal à 3,66 est supposé ici. Ceci correspond à un écoulement laminaire dans un capillaire à température de paroi constante. D'autres corrélations pourront être utilisées ultérieurement, en particulier lors de la phase de validation expérimentale.

2.3. Définition du problème

Le système d'équations à résoudre (2-1) et la production d'entropie (2-2) font intervenir, au travers des expressions (2-3) à (2-6) plusieurs grandeurs physiques et géométriques (λ_ϕ , ρ_ϕ , ε , s_{sp} , D_g , D_p). Certains indicateurs impliqueront également le calcul de grandeurs intégrales sur le volume et la section de la cuve. Une analyse des relations mathématiques entre ces différentes grandeurs montre que le problème peut être décrit par les 7 variables indépendantes définies ci-dessous, auxquelles s'ajoutent les propriétés thermo-physiques du matériau de garnissage (ρ_s , c_s , λ_s) et du fluide caloporteur (ρ_f , c_f , λ_f , μ_f). Parmi ces grandeurs, on peut identifier celles imposées par le cahier des charges, et donc traitées comme paramètres dimensionnants, et les grandeurs variables sur lesquelles pourra porter l'optimisation.

2.3.1. Paramètres d'optimisation

Les paramètres sont fixés par le cahier des charges lié au gisement d'énergie en amont et à la demande énergétique du procédé aval au stockage.

- la densité énergétique d_E (J/m^3) ou (kWh/m^3),
- la capacité maximale de stockage thermique Q_{\max} (J) ou (kWh),
- la durée de la phase de déstockage t_{ds} (s),
- les deux températures opératoires haute T_H et basse T_L (K)

2.3.2. Variables d'optimisation

Les variables d'optimisation concernent d'une part les matériaux, et d'autre part la configuration géométrique de la cuve.

- Variables matériaux :
 - Le matériau de garnissage (ρ_s , c_s , λ_s),
 - Le matériau du fluide caloporteur (ρ_f , c_f , λ_f , μ_f).

- Variables géométriques
 - Le facteur de forme F_c , défini par $F_c=D_c/L_c$
 - Le facteur de forme F_s , défini par $F_s=D_p/D_c$

2.3.3. Critère d'optimisation

L'intégration optimale d'un dispositif de stockage dans un procédé énergétique revient à minimiser la destruction d'exergie (ou la production d'entropie) qu'il implique, sous les contraintes de dimensionnement spécifiées par le cahier des charges (d_E , Q , t_{ds} , T_H , T_L). L'expression (2-2) permet d'estimer l'entropie générée au cours d'une décharge.

$$S_{irr} = \int_0^{t_{cutoff}} \left[\iiint_{V_c} \dot{\sigma}_{irr} dV \right] dt \quad (2-8)$$

2.4. Indicateurs de qualité

Ces indicateurs visent à quantifier l'écart aux spécifications du cahier des charges concernant la quantité d'énergie disponible (Q_{max}) et la durée de la phase de déstockage (t_{ds}). Ils sont définis par rapport à la date t_{cutoff} à laquelle la température en sortie de cuve atteint une température limite T_{cutoff} donnée.

Le taux de décharge exprime la fraction d'énergie thermique $Q(t_{cutoff})$ extraite du système par rapport à l'énergie thermique maximale stockée.

$$\tau_c = \frac{Q(t_{cutoff})}{Q_{max}} \quad (2-9)$$

Le taux d'utilisation compare la durée réelle de la phase de décharge, par rapport à celle qu'amènerait une thermocline parfaite (ou du système 2 cuve).

$$\tau_t = \frac{t_{cutoff}}{t_{ds}} \quad (2-10)$$

3. Optimisation géométrique appliquée à Andasol

3.1. Cas d'étude :

3.1.1. Caractéristiques de la cuve :

Les paramètres d'entrée sont définis à partir des estimations de T.Fasquelle [3] sur une centrale du type d'Andasol. Les matériaux utilisés, la configuration de la cuve, prise comme référence, ainsi que les données du cahier des charges sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Caloporteur: dowthermA			Garnissage : Alumine			Variable		Paramètres				
ρ	C	λ	ρ	c	λ	F_c	F_s	Q_{max}	d_e	t_{ds}	T_H	T_L
Kg.m ⁻³	J.kg ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	Kg.m ⁻³	J.kg ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	/	/	MWh	kWh.m ⁻³	h	K	K
753	2507	0.08	3670	1028	21	2.36	0.15e ³	1010	84.4	7.5	293	393

Tableau 1 Caractéristiques de la cuve thermocline type Andasol, d'après [3]

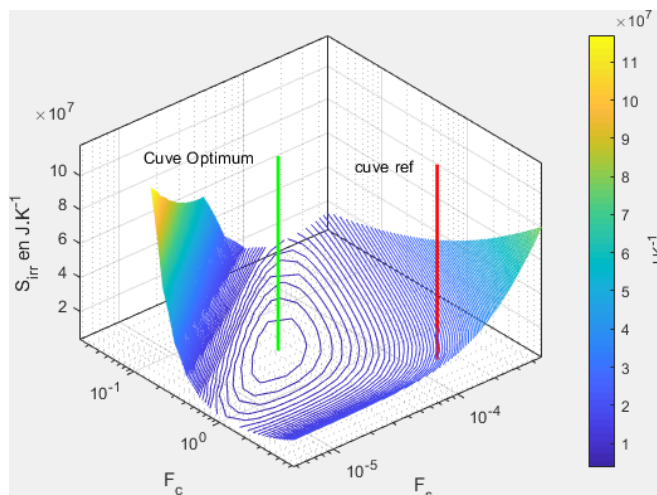
3.1.2. Conditions opératoires simulées :

L'étude est réalisée pour une étape de décharge. La cuve est initialement totalement chargée ($T = T_H$ uniforme à $t = 0$). Dans le cadre des centrales solaires, cette stratégie est considérée comme optimale pour maximiser le facteur de charge d'une centrale solaire à concentration [5]. On considère la fin de la décharge lorsque la température de sortie atteint la température seuil T_{cutoff} , $T_H - T_{cutoff}$ étant fixé arbitrairement à 20% de ΔT_{max} . Les conditions aux limites sont de type Heaviside : pour $t > 0$, $\dot{m} = \text{constante}$ et $T(0,t) = T_L$.

3.2. Optimum

La Figure 2 permet d'identifier la configuration géométrique optimale qui minimise les irréversibilités en raisonnant à matériaux fixés (cf. Tableau 1). La configuration optimale génère $2,9 \text{ MJ.K}^{-1}$ d'entropie contre 20 MJ.K^{-1} dans le cas de référence, soit 7 fois moins.

Les Figure 3 et Figure 4 montrent que cette configuration réponds au cahier des charges de façon très satisfaisante : $\tau_c \approx 98\%$ et $\tau_t \approx 98.5\%$. Ces valeurs peuvent être comparées à celles relatives à la cuve de référence : $\tau_c \approx 92\%$ et $\tau_t \approx 92.5\%$ et montrent l'intérêt de la méthode.



	Optimal	Référence
F_c	0.30	2.36
F_s	3.2×10^{-5}	15×10^{-5}
$D_c, \text{ m}$	17	33
$L_c, \text{ m}$	55	14
$D_g, \text{ m}$	2.1×10^{-3}	20×10^{-3}

Figure 2 Entropie générée en fonction des paramètres F_s et F_c

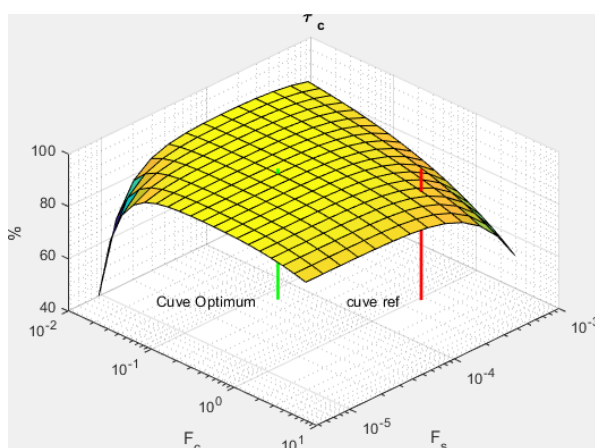


Figure 3 Taux de décharge

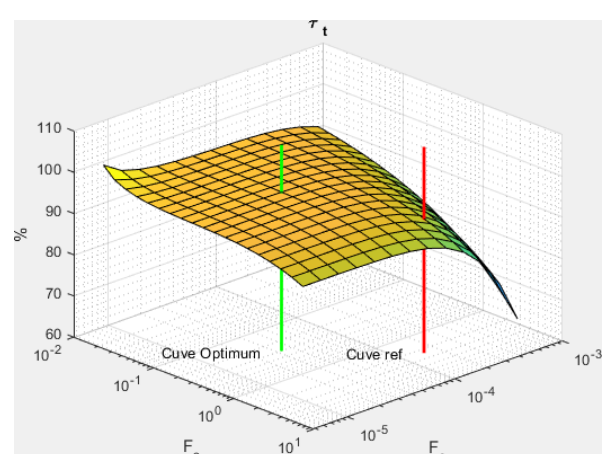


Figure 4 Taux d'utilisation

3.3. Analyse de la production d'entropie

On cherche à analyser d'une part les répartitions de la production d'entropie et le comportement de la cuve au cours de la phase de décharge du cycle.

3.3.1. Cuve de référence

La Figure 5 présente les profils de température de la cuve de référence à différentes dates de la phase de décharge entre l'instant initial et t_{cutoff} . Les courbes continues représentent la température du fluide et les courbes pointillés représentent la température du garnissage. La Figure 6 présente la production d'entropie (\dot{S}_{irr}) de la cuve de référence au cours du temps. On constate que l'entropie est générée presque exclusivement par les transferts convectifs et conductifs dans le solide (respectivement 85% et 15%), les autres phénomènes ayant une contribution négligeable.



Figure 5 Profil de température (référence)

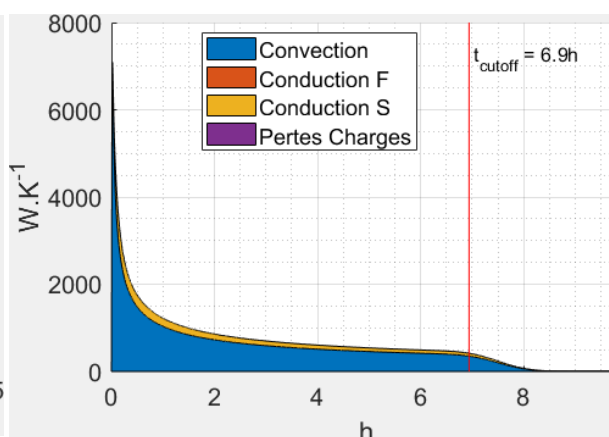


Figure 6 production d'entropie (référence)

3.3.2. Cuve optimal

Pour la cuve optimisée on constate sur la Figure 7 que la zone thermocline est bien plus restreinte que dans le cas de référence. De plus l'écart de température entre les 2 phases est également fortement réduit. La Figure 8 montre que l'entropie est générée par les transferts advectifs (pertes de charges), les transferts conductifs dans le solide et les transferts convectifs (respectivement 16%, 45% et 39%). Par rapport au cas de référence, la configuration optimale permet de réduire les irréversibilités dues aux transferts convectifs et conductifs. Pour ce faire, il est nécessaire de diminuer fortement la taille des pores (et par suite, la taille des grains constituant le garnissage,) et d'adopter une géométrie plus effilée. Par conséquent, l'écoulement du fluide dans la cuve conduit à une hausse des pertes de charges.



Figure 7 Profil de température (optimal)

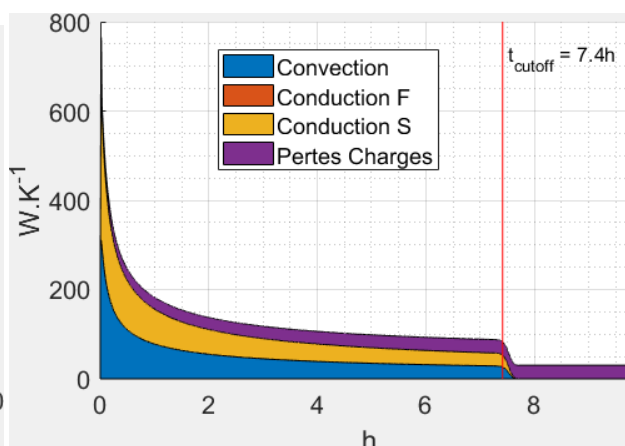


Figure 8 production d'entropie (optimal)

4. Conclusion

Cette étude utilise un modèle simplifié à une dimension, 2 phases, et à propriétés thermiques constantes. Il permet d'obtenir une estimation de l'entropie générée lors d'un cycle, de quantifier l'impact de chaque processus irréversible sur la production d'entropie totale et de décrire son évolution au cours du temps selon deux paramètres géométriques : F_c et F_s .

L'étude met en évidence l'impact de ces deux paramètres sur les performances du système de stockage et montre qu'une configuration (F_c , F_s) optimale existe pour un couple fluide/matériaux de garnissage donné, qui conduit à des performances proches de celle d'un système 2 cuves.

Cette configuration peut être le point de départ d'une étude plus fine à l'aide d'outils CFD classique prenant en compte des propriétés physiques thermo-dépendantes, des effets 2 ou 3D, et intégrant les pertes thermiques vers l'extérieur. En effet, la valeur optimale de F_s étant faible, ces dernières devront être évaluées et faire l'objet d'une étude soignée concernant l'isolation thermique de la cuve.

D'autre part, l'évaluation de la production d'entropie associée au cycle de stockage/déstockage permettra de quantifier l'impact du système de stockage sur les performances exergetiques du procédé complet (champs solaire, système de stockage, groupe de production) selon différents matériaux de garnissage issus de déchets industriels, et donc à faible coût. Ce travail est en cours et devrait conduire à une méthode d'intégration optimale des systèmes de stockage thermique.

Références

- [1] D. Cocco et F. Serra, « Performance comparison of two-tank direct and thermocline thermal energy storage systems for 1 MWe class concentrating solar power plants », *Energy*, vol. 81, p. 526-536, mars 2015.
- [2] J. E. Pacheco, S. K. Showalter, et W. J. Kolb, « Development of a Molten-Salt Thermocline Thermal Storage System for Parabolic Trough Plants », *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 124, n° 2, p. 153, 2002.
- [3] T. Fasquelle, « Modélisation et caractérisation expérimentale d'une boucle solaire cylindro-parabolique intégrant un stockage de type thermocline », p. 247.
- [4] Optimisation de la configuration géométrique d'une cuve thermocline, contrat Opticline (ANR-17-CE06-0013), livrable 2.2, janv. 2019
- [5] T. Fasquelle, Q. Falcoz, P. Neveu, et J.-F. Hoffmann, « A temperature threshold evaluation for thermocline energy storage in concentrated solar power plants », *Appl. Energy*, vol. 212, p. 1153-1164, févr. 2018.

Remerciements.

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Agence Nationale de la Recherche qui supporte ce travail dans le cadre du projet Opticline (ANR-17-CE06-0013), Programme ANR : Energie, propre, sûre et efficace (DS02) 2017.

Amélioration des performances thermiques du module de refroidissement d'un véhicule automobile en utilisant des diffuseurs

Mahmoud Khaled^{1,2*}, Jalal Faraj^{1,3}, Mostafa Gad El Rab^{1,4}, Elias Harika¹ et Cathy Castelain⁵

¹Energy and Thermofluid Group, International University of Beirut BIU, Beirut, Lebanon

²University Paris Diderot, Sorbonne Paris Cite, Interdisciplinary Energy Research Institute (PIERI), Paris, France

³Faculty of technology, Lebanese University, Industrial Engineering Department, Saida, Lebanon

⁴Mechanical Power Engineering Department, Faculty of Engineering, Minoufiya University, Shebin El-Kom, Egypt

⁵Heat Transfer and Energy Group, Polytech'Nantes, University of Nantes, Nantes–France

*(Auteur correspondant: mahmoud.khaled@liu.edu.lb)

Résumé - Le présent travail se concentre sur des simulations numériques visant à améliorer les performances des échangeurs thermiques dans un véhicule. Les études sont axées sur l'addition de diffuseurs placés entre les entrées d'air principales et le premier échangeur en contact avec l'air frais. Il est vrai qu'un certain diffuseur diminuera légèrement les vitesses de l'air mais il répartira mieux les écoulements à travers l'échangeur ce qui augmente sa performance. Les simulations effectuées au moyen d'un code interne prennent en compte plusieurs paramètres de géométrie comme le rapport de l'air de la surface des entrées d'air du véhicule sur celle de l'entrée de l'échangeur. La longueur du diffuseur est aussi prise en compte ainsi que les différentes inclinaisons des parois du diffuseur. Les simulations couvrent aussi une large variation des débits d'air et d'eau à travers l'échangeur. Il a été démontré que l'amélioration pourra atteindre les 67% dans certaines configurations.

Nomenclature

CR : Cellules représentatives

H : Hauteur de l'échangeur, m

T : Température, °C

V : Vitesse d'air, m/s

x : Hauteur de la petite section de diffuseur, m

y : Longueur de diffuseur, m

z : Hauteur de la grande section diffuseur, m

θ : Angle d'inclinaison du diffuseur.

1. Introduction

Le module de refroidissement principal des véhicules (dit radiateur) est un échangeur thermique du type tube à ailettes. Le liquide de refroidissement passe à travers le tube et l'air frais à travers les ailettes. De nombreuses études ont été menées sur la performance thermique de ce type d'échangeur et il a été montré que cette dernière est très sensible à la qualité de l'écoulement d'air notamment à l'uniformité du champ de vitesse de l'air [1-6]. En particuliers Khaled et al. ont étudié l'effet de la « non-uniformité » du champ de vitesse à travers les échangeurs à ailettes sur la performance de ces échangeurs. Ils ont montré que les performances des échangeurs chutent d'environ 35% lorsque l'écart type de la distribution a une valeur proche de la vitesse moyenne [7-8]. C'est ainsi que le présent travail a été mené dans l'esprit de chercher des nouvelles solutions qui aboutissent à une meilleure conception de véhicules qui optimise les ressources. Le travail se base sur un nouveau concept qui consiste à intercaler un diffuseur entre l'entrée d'air principale et le radiateur du véhicule (Figure 1). Le diffuseur a pour rôle de mieux répartir les vitesses de l'air frais sur la surface

du radiateur aboutissant à une meilleure performance thermique. Le système assemblé a été simulé au moyen d'un code interne et les résultats sont prometteurs.

Afin de quantifier l'effet du diffuseur sur les échanges thermiques une étude paramétrique a été réalisée et présentée dans le paragraphe 3. Les paramètres sont essentiellement le rapport de l'air de la surface d'entrée sur celle du radiateur, la longueur du diffuseur, l'angle du diffuseur, le débit d'eau et la vitesse de l'air. Le paragraphe suivant présente le code et les détails des simulations.

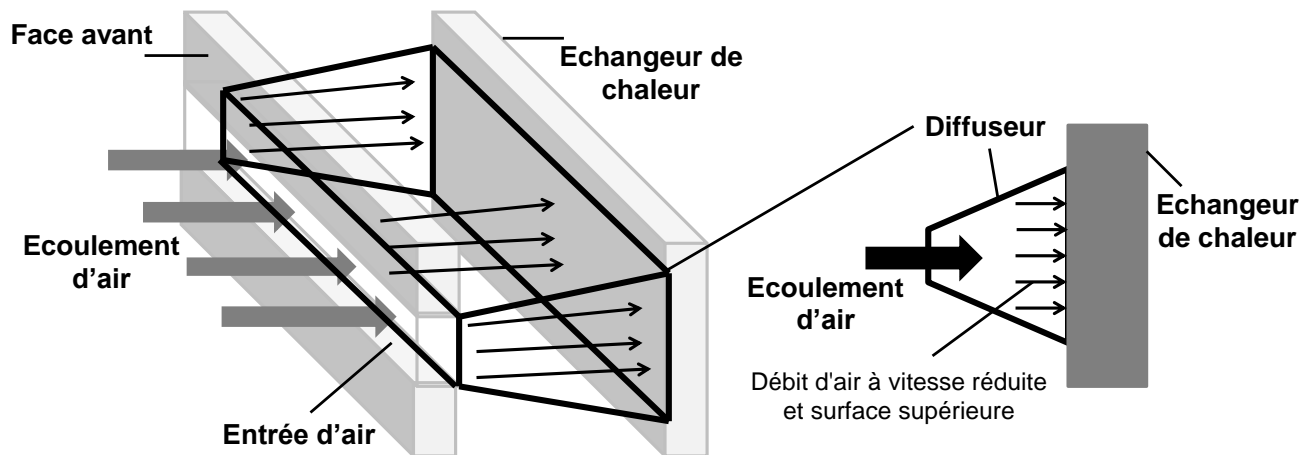


Figure 1 : Nouveau concept suggéré.

2. Simulations Numériques

Le principe de la méthode numérique consiste à diviser le domaine de calcul en plusieurs sous-domaines appelés Cellules Représentatives (CR). Le problème global à résoudre est ainsi divisé en plusieurs problèmes locaux à chaque CR (Figure 2). En d'autres termes, il suffit d'appliquer le bilan d'équilibre énergétique sur chaque CR et d'assembler les résultats afin d'obtenir une solution complète sur tout l'échangeur. Tout se fait dans un régime établi de transfert de chaleur.

C'est ainsi qu'il est possible de simuler les différentes conditions de non-uniformité que peut subir l'échangeur. En effet, chaque sous domaine peut avoir ses propres conditions extérieures sans qu'il soit totalement indépendant des autres sous-domaines surtout que les résultats obtenus sur une cellule donnée servent comme conditions aux limites pour la cellule suivante.

Finalement la température à chaque CR est calculée et la distribution de température est obtenue sur l'ensemble du domaine. La température de sortie de l'échangeur thermique est aussi calculée à partir des valeurs de températures aux CRs du contour.

Plus de détails sur les concepts du code et sur l'algorithme opérationnel sont disponibles dans les publications précédentes [7–9]. Il suffit juste de noter que le code a été validé expérimentalement et a montré un très bon accord qualitativement et quantitativement [8]. A noter que la géométrie des échangeurs tube et ailettes est tellement complexe ce qui rend les calculs avec les codes commerciaux de type CFD très difficiles et long.

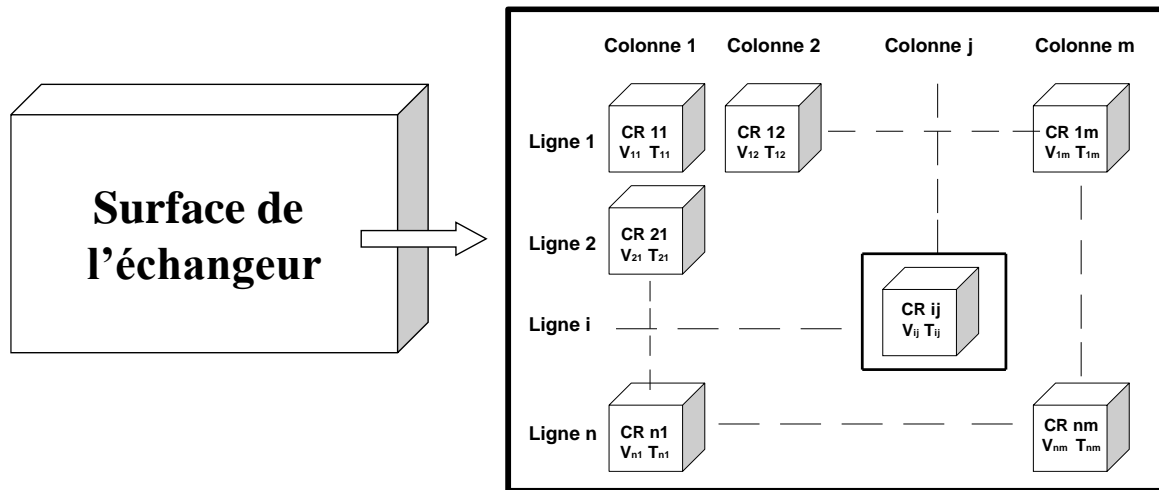


Figure 2: Division du domaine de l'échangeur de chaleur en sous-domaines (cellules représentatives).

3. Résultats et analyse

Cette partie présente l'étude paramétrique réalisée sur l'échangeur à ailettes au moyen du code décrit précédemment. La géométrie simulée est représentée par la figure 3. Dans cette figure, le paramètre « x » est la hauteur de la petite section du diffuseur (considérée comme étant égale aux ouvertures d'air d'entrée d'avant). Le paramètre « y » est la longueur du diffuseur dans le sens de l'écoulement et « z » la hauteur de la grande section du diffuseur. « H » est la hauteur de l'échangeur et θ est l'angle d'inclinaison du diffuseur.

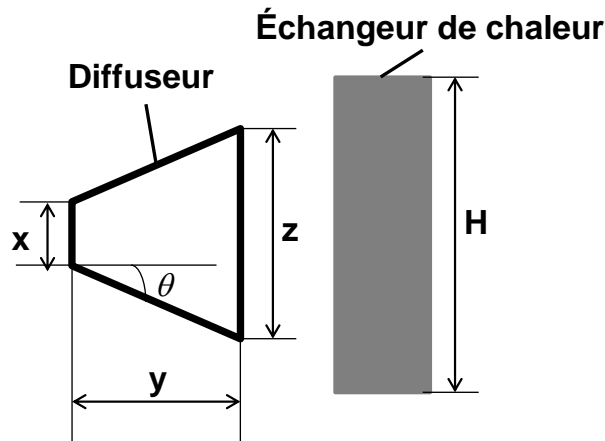


Figure 3 : Schéma incluant les paramètres à tester.

La hauteur de la grande section du diffuseur « z » est liée à la hauteur de la petite section « x » en fonction de la longueur « y » et de l'angle θ :

$$z = x + 2y \tan \theta \quad (1)$$

Les différents paramètres de géométrie sont normalisés par rapport à la hauteur de l'échangeur :

$$X = \frac{x}{H} \quad (2)$$

$$Y = \frac{y}{H} \quad (3)$$

$$W = \frac{z}{H} \quad (4)$$

La hauteur de la grande section transversale « z » ne doit en aucun cas dépasser la hauteur de l'échangeur thermique « H » ce qui limite la longueur « y » indépendamment de la vraie distance entre l'ouverture d'avant et l'échangeur qui est d'ailleurs suffisamment large.

Une première série de calculs est effectuée pour un angle $\theta = 30^\circ$, un débit d'eau de 6000 L/h et une vitesse d'air frais imposée à 7 m/s. Les températures d'entrée d'eau et d'air sont respectivement 90°C et 20°C . Les simulations sont ainsi réalisées pour un rapport « X » variable avec les valeurs suivantes : 0,2, 0,3, 0,4 et 0,5. Pour chaque valeur de « X », le paramètre « Y » varie entre 0 et sa valeur maximale possible. A noter que « $Y=0$ » représente le cas d'absence de diffuseur. Lorsque $X=1$; l'amélioration sera nulle quel que soit la valeur de y (même $Y=0$).

La figure 4-a montre la performance thermique de l'échangeur en fonction des paramètres « X » et « Y ». La figure 4-b montre l'amélioration obtenue pour chaque configuration par rapport au cas de référence ($Y=0$).

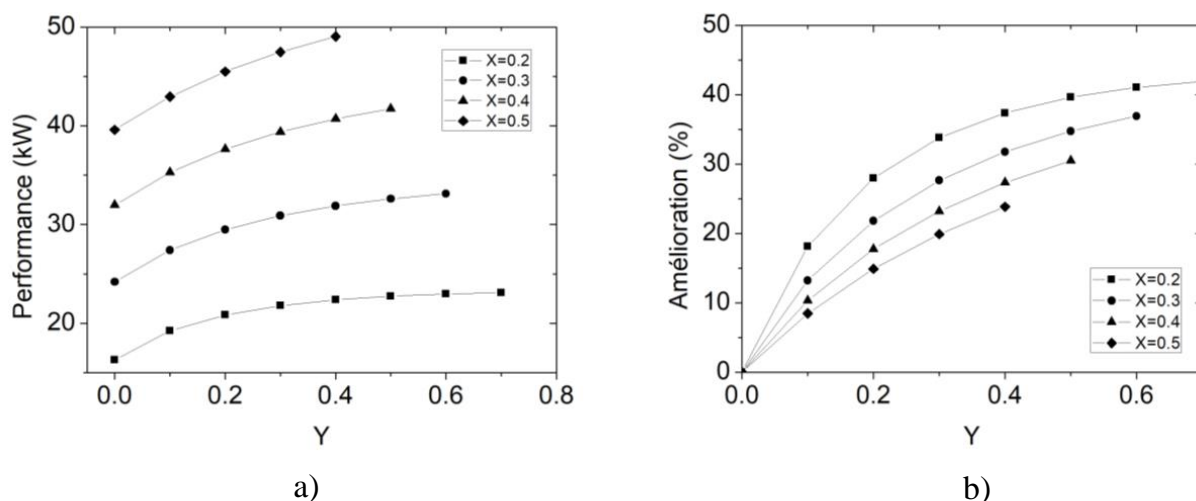


Figure 4 : Variation de (a) la performance thermique de l'échangeur et (b) amélioration en fonction de X et Y .

Comme le montre la figure 4, les performances thermiques de l'échangeur augmentent avec Y et augmentent avec X . En revanche, l'amélioration des performances thermiques augmente avec Y mais diminue lorsque X augmente.

A titre d'exemple pour $X = 0.2$ (l'ouverture d'entrée correspond à 20% de la surface de l'échangeur thermique) lorsqu' Y varie de 0 à 0,7 (sa valeur maximale dans ce cas) la performance thermique de l'échangeur passe de 16,3 à 23,1 kW et pour $X = 0,5$ lorsqu' Y varie de 0 à 0,4, la performance augmente de 39,6 à 49 kW.

D'autre part pour $X = 0,2$, l'amélioration de la performance thermique augmente de 0% à 41,9% lorsqu' Y augmente de 0 à 0,7 et pour $X = 0,5$, l'amélioration augmente de 0% à 23,8% lorsqu' Y varie de 0 à sa valeur maximale de 0,4.

L'explication de ces comportements est obtenue en observant la figure 5 qui décrit l'uniformité du champ de vitesse en amont de l'échangeur. A remarquer les Fig. 5-a, 5-b et 5-c qui pour une même entrée d'air (même X) montrent trois différentes répartitions de vitesse selon la valeur du paramètre Y . Cette meilleure répartition est à la base de l'augmentation de la performance de l'échangeur avec la longueur du diffuseur.

L'augmentation du paramètre X , quant à elle, elle augmente le débit d'air dans le diffuseur et par suite dans l'échangeur. C'est ainsi que les performances thermiques augmentent.

Afin d'expliquer la sensibilité de la performance thermique avec X et Y , la figure 6 montre l'écart type du champ de vitesse en fonction de ces paramètres. Il est clair que l'écart type chute rapidement avec l'augmentation d' Y . Dans le cas où $X = 0.2$ l'écart type s'annule lorsqu' Y atteint sa valeur maximale. Dans ce cas le champ de vitesse est parfaitement uniforme à travers l'échangeur assurant ainsi une meilleure performance. Le paramètre Y a donc un effet majeur sur le gain de performance contrairement au paramètre X qui, quant à lui, il a un effet inverse sur l'uniformité (l'écart type) et conséquemment sur la performance.

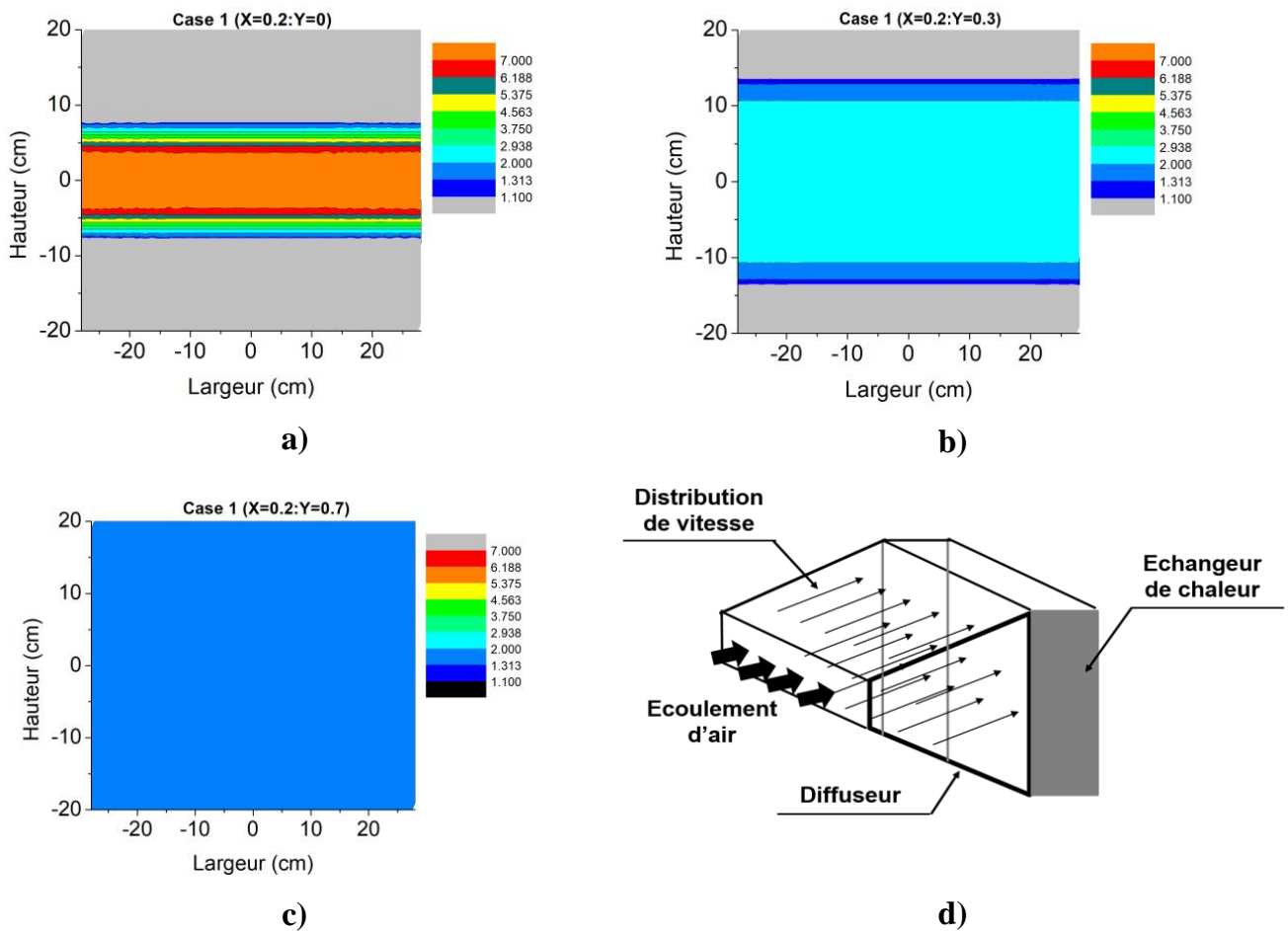


Figure 5 : Distribution de la vitesse (en m/s) en amont de l'échangeur de chaleur pour (a) $X = 0,2$ et $Y = 0$; (b) $X = 0,2$ et $Y = 0,3$; et (c) $X = 0,2$ et $Y = 0,7$ et (d) localisation de la distribution de vitesse.

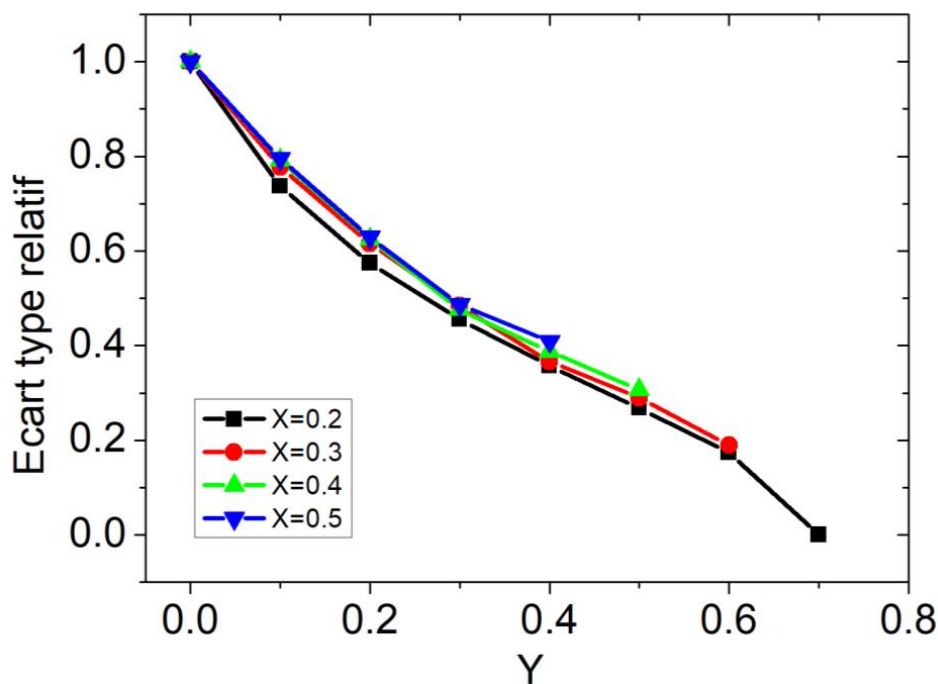


Figure 6 : Variation de l'écart type relatif de la distribution de vitesse en fonction de Y.

4. Conclusion

Ce travail propose une nouvelle conception pour améliorer les performances d'un échangeur de chaleur à ailettes soumis à un flux d'air non uniforme. C'est le cas des radiateurs de véhicules qui sont souvent placés derrière des entrées d'air assez encombrées et rétréci. La nouvelle conception consiste à placer un diffuseur entre les ouvertures d'avant et le premier échangeur en face de l'air frais (le plus souvent le condenseur). Il a été montré que des gains d'environ 67% peuvent être obtenus sur les performances thermiques des échangeurs.

Références

- [1] Q. Zhang, S. Qin, R. Ma, Simulation and experimental investigation of the wavy fin-and-tube intercooler, *Case Stud. Therm. Eng.*, 8 (2016), 32–40.
- [2] S. Tamna, Y. Kaewkohkiat, S. Skullong, P. Promvong, Heat transfer enhancement in tubular heat exchanger with double V-ribbed twisted-tapes, *Case Stud. Therm. Eng.*, 7 (2016), 14–24.
- [3] Mahmoud Khaled, Mohamad Ramadan, Heating fresh air by hot exhaust air of HVAC systems, *Case Stud. Therm. Eng.*, 8 (2016), 398–402.
- [4] A. Raj Singh Suri, A. Kumar, R. Maithani, Effect of square wings in multiple square perforated twisted tapes on fluid flow and heat transfer of heat exchanger tube, *Case Stud. Therm. Eng.*, 10 (2017), 28–43.
- [5] M. Izzedine, S. Adjibade, A. Thiam, C. Awanto, D. Azilinson, Experimental analysis of diffusion absorption refrigerator driven by electrical heater and engine exhaust gas, *Case Stud. Therm. Eng.*, 10 (2017) 255–261.
- [6] A.M. Hussein, H.K. Dawood, R.A. Bakara, K. Kadrigamaa, Numerical study on turbulent forced convective heat transfer using nanofluids TiO₂ in an automotive cooling system, *Case Stud. Therm. Eng.*, 9 (2017), 72–78.

- [7] M. Ramadan, M. Gad El Rab, M. Khaled, Parametric analysis of air–water heat recovery concept applied to HVAC systems: effect of mass flow rates, *Case Stud. Therm. Eng.*, 6 (2015), 61–68.
- [8] M. Ramadan, S. Ali, H. Bazzi, M. Khaled, New hybrid system combining TEG, condenser hot air and exhaust airflow of all-air HVAC systems, *Case Stud. Therm. Eng.*, 10 (2017), 154–160.
- [9] M. Khaled, M. Ramadan, H. El Hage, A. Elmarakbi, F. Harambat, H. Peerhossaini, Review of underhood aerothermal management: towards vehicle simplified models, *Appl. Therm. Eng.*, 73 (2014), 840–856.

Nouveau système hybride combinant générateurs thermoélectriques, air chaud de condenseur et débit d'air extrait des systèmes CVC

Hassan BAZZI^{1,*}, Jalal FARAJ^{1,2}, Mohamad RAMADAN¹, Samer ALI¹, Mahmoud KHALED^{1,3}

¹Energy and Thermofluid Group, International University of Beirut BIU, PO Box 146404 Beirut, Lebanon

²Faculty of technology, Lebanese University, Industrial Engineering Department, Saida, Lebanon

³University Paris Diderot, Sorbonne Paris Cite, Interdisciplinary Energy Research Institute (PIERI), Paris, France

*(auteur correspondant: hasan.bazzi@liu.edu.lb)

Résumé - Le présent travail étudie un nouveau système de récupération d'énergie combinant récupération de chaleur et production d'énergie à l'aide de générateurs thermoélectriques (GTEs). Pour procéder, un outil mathématique est d'abord développé. Il permet de simuler thermiquement les GTEs pour différentes conditions aux limites. Les sources de chaleur et de froid sont ensuite modélisées. De plus, une analyse paramétrique est ensuite effectuée pour évaluer la puissance générée avec le nouveau concept lorsque la vitesse du flux d'air sortant et celle du condenseur varient. Il a été montré que pour une capacité de refroidissement de 100 kW, une plaque plate de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ de générateurs thermoélectriques est capable de générer 90 W de puissance électrique.

1. Introduction

En raison de l'aggravation de la crise énergétique, les chercheurs scientifiques se sont mis à utiliser des sources d'énergie renouvelables [1-2] ou de gérer leur consommation d'énergie afin de réduire les impacts de ce problème. La gestion de l'énergie implique plusieurs méthodes pour améliorer la performance énergétique, parmi lesquelles la récupération de chaleur perdue. La récupération de chaleur [3-5] peut être effectuée directement ou indirectement au moyen d'échangeurs de chaleur [8-10]. La chaleur perdue est disponible en abondance et librement dans les industries ainsi que dans les zones résidentielles. Dans ce contexte, les générateurs thermoélectriques GTEs [11,12] constituent une excellente approche pour convertir la chaleur perdue en énergie électrique. De tels générateurs sont silencieux, évolutifs, sans parties mobiles, peuvent générer de l'électricité chaque fois qu'ils subissent un gradient de température. Une source importante de chaleur perdue presque omniprésente représente un système de chauffage, de ventilation et de climatisation. En effet, ces systèmes, bien qu'ils constituent un besoin essentiel de la vie moderne, dissipent de grandes quantités d'énergie perdue, notamment par le biais du condenseur. Le débit d'air extrait des systèmes CVC est également une source d'énergie perdue et peut donc être utilisé comme fluide de refroidissement dans de nombreuses applications. Dans ce contexte, ce travail propose une nouvelle conception permettant de coupler les deux domaines énergétiques décrits ci-dessus: la production d'énergie à partir de GTE et les systèmes CVC. Il utilise en particulier le débit d'air extrait des systèmes CVC pour refroidir une surface d'un GTE, tandis que sa deuxième surface est chauffée par le flux d'air chaud sortant du condenseur. Cela permet d'induire un gradient de température sur l'épaisseur du GTE et de générer de l'énergie électrique.

La première partie de cet article, considère la solution de l'équation à une seule dimension de diffusion de chaleur à l'état stable avec des conditions aux limites variées. Une analyse

paramétrique est ensuite effectuée pour évaluer la puissance générée avec le nouveau concept lorsque la vitesse de l'air du flux d'échappement et celle du condenseur varient.

2. Analyse paramétrique et recommandations

Cette partie concerne une analyse paramétrique du comportement thermique du GTE soumis à des conditions aux limites différentes. Les conditions aux limites les plus courantes rencontrées dans la pratique sont exposées et traitées ci-dessous. Pour chaque cas, le gradient de température entre les surfaces chaudes et froides du GTE est évalué à l'état d'équilibre et analysé de manière paramétrique. La Figure 1 montre des schémas des différentes configurations qui sont testées.

Dans la première configuration (Figure 1-a), le GTE d'épaisseur t et de conductivité thermique k est soumis à une température constante T_0 sur son côté chaud et simultanément refroidi par l'air de coefficient de convection h et température T_∞ . Dans la deuxième configuration (Figure 1-b), le GTE est soumis à un flux de chaleur constant q_0'' sur son côté chaud et est simultanément refroidi par de l'air de coefficient de convection h et une température T_∞ . Dans la troisième configuration (Figure 1-c), le GTE est chauffé sur son côté chaud avec un flux de chaleur constant q_0'' et simultanément soumis à une température constante T_0 sur son côté froid. Dans la configuration 4 (Figure 1-d), le GTE est chauffé d'un côté avec de l'air ayant une température $T_{\infty 1}$ et un coefficient de transfert de chaleur par convection h_1 tout en étant simultanément refroidi avec de l'air de température $T_{\infty 2}$ et un coefficient de transfert de chaleur par convection h_2 de l'autre côté.

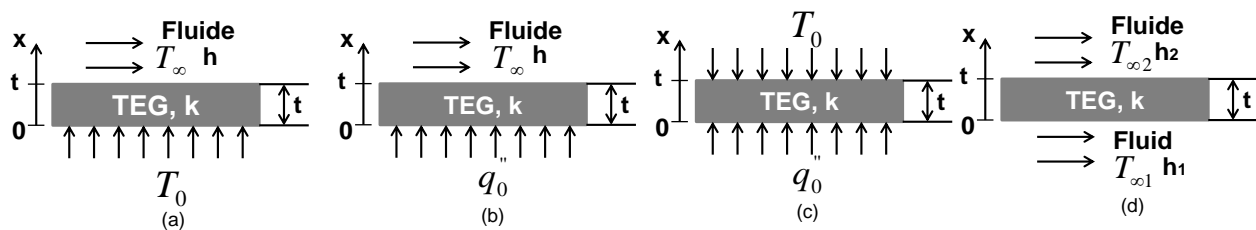


Figure 1: (a) configuration 1, (b) configuration 2, (c) configuration 3, and (d) configuration 4

Pour les différentes conditions, le GTE est considéré comme une paroi plane caractérisée par une conduction unidimensionnelle et stable. Ensuite, l'équation de diffusion de la chaleur est réduite à:

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 0 \quad (1)$$

Dans toutes les configurations, la distribution de la température et le gradient de température peuvent être obtenus en solvant l'équation différentielle de la diffusion de la chaleur ci-dessus, mais varieront en fonction des conditions aux limites. Dans toutes les configurations ci-dessus, l'intégration de la forme réduite de l'équation de diffusion de chaleur par rapport à x donne la variation linéaire ci-dessous qui dépend de deux constantes A et B en fonction des conditions aux limites:

$$T(x) = Ax + B \quad (2)$$

Les conditions aux limites, les distributions de température et les différences de température correspondant aux quatre configurations sont exposées ci-dessous.

Configuration 1:

$$T(0, \theta) = T_0 \quad (3-a)$$

$$-k \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=L} = h[T(0, \theta) - T_\infty] \quad (3-b)$$

$$T(x) = \frac{h(T_\infty - T_0)}{K + ht} x + T_0 \quad (3-c)$$

$$\Delta T = \frac{hL(T_0 - T_\infty)}{k + hL} \quad (3-d)$$

Configuration 2

$$-k \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = q_0'' \quad (4-a)$$

$$-k \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=L} = h[T(0, \theta) - T_\infty] \quad (4-b)$$

$$T(x) = -\frac{q_0''}{k} x + T_\infty + \frac{ht + k}{hk} q_0'' \quad (4-c)$$

$$\Delta T = \frac{q_0'' t}{k} \quad (4-d)$$

Configuration 3

$$-k \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = q_0'' \quad (5-a)$$

$$T(t, \theta) = T_0 \quad (5-b)$$

$$T(x) = -\frac{q_0''}{k} x + T_0 + \frac{q_0''}{k} t \quad (5-c)$$

$$\Delta T = \frac{q_0'' t}{k} \quad (5-d)$$

Configuration 4

$$-k \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = h_1 (T_{\infty 1} - T(0)) \quad (6-a)$$

$$-k \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=L} = h_2 (T(t) - T_{\infty 2}) \quad (6-b)$$

$$T(x) = \frac{h_1 h_2 (T_{\infty 2} - T_{\infty 1})}{k(h_1 + h_2) + h_1 h_2 t} x + T_{\infty 1} + \frac{kh_2 (T_{\infty 2} - T_{\infty 1})}{k(h_1 + h_2) + h_1 h_2 t} \quad (6-c)$$

$$\Delta T = \frac{h_1 h_2 (T_{\infty 1} - T_{\infty 2})}{k(h_1 + h_2) + h_1 h_2 t} t \quad (6-d)$$

Une analyse paramétrique basée sur les équations dérivées ci-dessus est réalisée afin de tirer les principales recommandations pour augmenter la différence de température sur la plaque de GTE. Ces recommandations sont résumées dans le tableau 1. Les plages de températures, flux,

et coefficients d'échange convectif considérées dans l'analyse paramétrique sont respectivement 100-150 °C, 0-2000 W.m⁻², et 0-1500 W.m⁻².K⁻¹.

En conclusion, la configuration la plus prometteuse est la configuration 4 à condition que le concepteur sélectionne le coefficient de transfert de chaleur convectif approprié (sélectionne le débit massique approprié du fluide en question pour atteindre le coefficient de transfert convectif requis) , car il possède les ordres de grandeur les plus prometteurs et correspond en même temps à des configurations réelles pouvant être rencontrées dans la pratique de l'ingénierie. Toutes les configurations peuvent être plus prometteuses si la conductivité thermique du GTE est abaissée et son épaisseur est augmentée, ce qui est lié à l'amélioration de la conception du GTE lui-même. Les configurations 2 et 3 peuvent également être prometteuses si les applications impliquent des flux de chaleur élevés et extrêmes (mais les conditions aux limites dans ces cas ne semblent pas réalisables). La configuration 1 peut également être plus prometteuse pour les applications dans lesquelles les températures élevées sont présentes (mais les conditions aux limites dans ces cas ne semblent pas réalisables). La section suivante sera consacrée à la mise en œuvre de la configuration 4 dans un cas réel et à ses comportements thermiques correspondants.

Configuration	Details	Recommandations
1		<ul style="list-style-type: none"> - L'épaisseur du GTE, la température prescrite sur la surface chaude du GTE et le coefficient convectif doivent être élevés; - La température du fluide du côté froid et la conductivité thermique du GTE doivent être basses.
2		<ul style="list-style-type: none"> - l'épaisseur du GTE et le flux de chaleur prescrit à la surface chaude du GTE doivent être élevés; - La conductivité thermique du GTE doit être faible.
3		<ul style="list-style-type: none"> - l'épaisseur du GTE et le flux de chaleur prescrit à la surface chaude du GTE doivent être élevés; - La conductivité thermique du GTE doit être faible.
4		<ul style="list-style-type: none"> - l'épaisseur du GTE, la température du fluide chaud, les coefficients de convection des côtés chaud et froid doivent être élevés; - La conductivité thermique du GTE et la température du fluide froid doivent être basses.

Tableau 1 : Résumé des recommandations.

3. Nouveau concept et calculs

L'étude présentée dans la section précédente a montré que la configuration 4 présente le plus haut gradient de température dans les mêmes conditions. En tant qu'application, un système qui utilise l'air chaud du condenseur et le débit d'air sortant relativement froid des systèmes CVC tout air est suggéré et étudié. Le système proposé (Figure 2) consiste à utiliser une plaque plate composée de plusieurs modules GTEs en série, qui a une surface supérieure exposée au flux d'air chaud du condenseur, tandis-que sa surface inférieure est exposée à l'air sortant du système CVC. Chaque face des modules GTE aura alors sa surface supérieure chauffée par le flux d'air du condenseur et sa surface inférieure refroidie par le flux d'air sortant, ce qui induira un gradient de température puis une tension (puissance électrique).

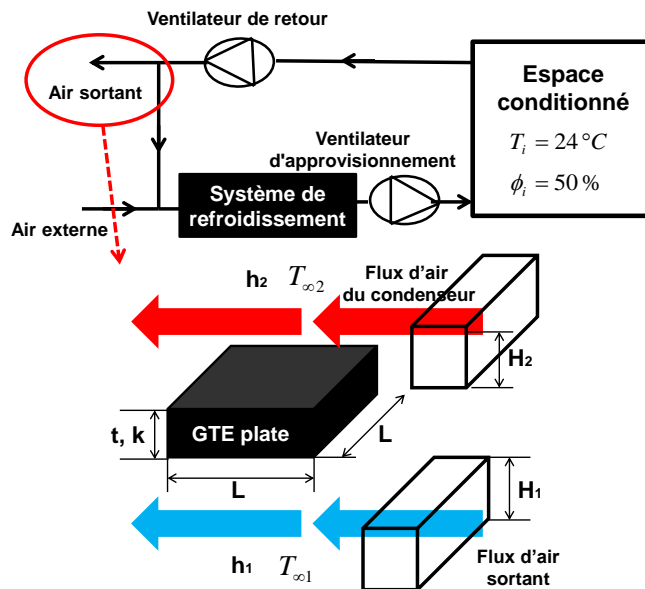


Figure 2 : Schéma du concept suggéré de production d'énergie.

Le flux massique d'air évacué du système s'écrit comme suit:

$$\dot{m}_e = E \dot{m}_s \quad (7)$$

Où E est la fraction d'air évacué de l'air fourni qui dépend du type d'espace conditionné (appartement, industrie, hôpital, etc.) et \dot{m}_s est le flux massique d'air fourni à l'espace conditionné calculé à partir de la relation suivante:

$$\dot{m}_s = \frac{\dot{Q}_{ref}}{i_r - i_s} \quad (8)$$

Où \dot{Q}_{ref} est la charge de refroidissement de l'espace climatisé, i_r représente l'enthalpie spécifique de l'air dans la pièce, et i_s représente l'enthalpie de l'air fourni à l'espace conditionné. Selon les normes ASHRAE [11], la température intérieure et l'humidité relative sont de 24°C et 50% respectivement, ce qui correspond à une enthalpie de 48 kJ/kg (nous considérons que nous sommes au niveau de la mer et donc les valeurs d'enthalpies et de propriétés thermophysiques ci-après sont obtenues pour une pression égale à la pression atmosphérique). Ensuite, pour une valeur typique du facteur de chaleur sensible de 0,8 et une température d'alimentation de 13°C, l'enthalpie de l'air fourni est 32 kJ/kg. En considérant maintenant le flux d'air évacué sous la plaque de GTE, la vitesse infinie est calculée comme suit:

$$u_{\infty 1} = \frac{4\dot{m}_e}{\rho \pi D_{h1}^2} \quad (9)$$

Où ρ est la densité de l'air et D_{h1} le diamètre hydraulique du conduit d'où sort le flux d'air extrait, calculé comme suit:

$$D_{h1} = \frac{4S}{P} = \frac{2(H_1 L)}{H_1 + L} \quad (10)$$

Ensuite, le nombre de Reynolds au bord de la surface inférieure est calculé à partir de la relation suivante:

$$Re_{L1} = \frac{\rho u_{\infty 1} L}{\mu} = \frac{4\dot{m}_e L}{\pi D_{h1}^2 \mu} \quad (11)$$

Où μ est la viscosité dynamique de l'air. Maintenant, pour calculer le coefficient de transfert de chaleur h_l de l'air à la surface inférieure de la plaque de GTE, le régime d'écoulement doit

être vérifié. Si le nombre de Reynolds Re_{L1} est inférieur à 5×10^5 , le flux est laminaire sur toute la plaque et le coefficient de transfert convectif peut alors être calculé à partir de la corrélation suivante [12]:

$$Nu_1 = \frac{h_1 L}{k} = 0.664 Re_{L1}^{0.5} Pr^{1/3} \quad (12)$$

Où Nu_1 est le nombre de Nusselt, k la conductivité thermique et Pr le nombre de Prandtl. Si le nombre de Reynolds Re_{L1} est supérieur à 5×10^5 , le flux est mélangé (laminaire puis turbulent) sur la plaque, puis le coefficient de transfert convectif peut être calculé à partir de la corrélation suivante [12]:

$$Nu_1 = \frac{h_1 L}{k} = (0.037 Re_{L1}^{4/5} - 871) Pr^{1/3} \quad (13)$$

En considérant maintenant le flux d'air du condenseur au-dessus de la plaque de GTE, la vitesse infinie est calculée comme suit :

$$u_{\infty 2} = \frac{4\dot{m}_C}{\rho \pi D_{h2}^2} \quad (14)$$

Où \dot{m}_C est le flux massique de l'air traversant le condenseur égal à 1 kg/s pour les charges de refroidissement inférieures à 100 kW, 2 kg/s pour les charges de refroidissement comprises entre 100 et 200 kW, 3 kg/s pour les charges de refroidissement comprises entre 200 et 300 kW, 4 kg/s pour des charges de refroidissement comprises entre 300 et 400 kW, 5 kg/s pour des charges de refroidissement comprises entre 400 et 500 kW. D_{h2} est le diamètre hydraulique du conduit d'où sort le flux d'air du condenseur, calculé comme suit:

$$D_{h2} = \frac{4S}{P} = \frac{2(H_2 L)}{H_2 + L} \quad (15)$$

Ensuite, le nombre de Reynolds au bord de la surface supérieure est calculé à partir de la relation suivante:

$$Re_{L2} = \frac{\rho u_{\infty 2} L}{\mu} = \frac{4\dot{m}_C L}{\pi D_{h2}^2 \mu} \quad (16)$$

Maintenant, pour calculer le coefficient de transfert de chaleur de l'air à la surface inférieure de la plaque GTE, il convient de vérifier le régime d'écoulement. Si le nombre de Reynolds est inférieur à 5×10^5 , le flux est laminaire sur toute la plaque et le coefficient de transfert convectif peut alors être calculé à partir de la corrélation suivante [12]:

$$Nu_2 = \frac{h_2 L}{k} = 0.664 Re_{L2}^{0.5} Pr^{1/3} \quad (17)$$

Si le nombre de Reynolds Re_L est supérieur à 5×10^5 , le flux est mélangé (laminaire puis turbulent) sur la plaque, puis le coefficient de transfert convectif peut être calculé à partir de la corrélation suivante [14]:

$$Nu_2 = \frac{h_2 L}{k} = (0.037 Re_{L2}^{4/5} - 871) Pr^{1/3} \quad (18)$$

Par ailleurs, la quantité de chaleur extraite par le condenseur s'écrit comme suit:

$$\dot{Q}_C = \dot{Q}_{ref} \left(1 + \frac{1}{COP} \right) \quad (19)$$

Où COP est le coefficient de performance du cycle de réfrigération du système CVC considéré égal à 3 dans cette étude. Il faut noter que le COP dépend du régime de température d'air arrosant le condenseur, de la température du fluide de refroidissement, et du coefficient global d'échange de chaleur du condenseur. Dans cette étude et puisqu'une étude paramétrique est faite ci-après pour prouver que le concept suggéré a un potentiel, la valeur du COP est considéré constante. Dans des études ultérieures, il sera intéressant de faire varier le COP . Ensuite, la température de l'air en aval du condenseur (en amont de la surface supérieure de la plaque de GTE) $T_{\infty 2}$ est égale à:

$$T_{\infty 2} = T_a + \frac{\dot{Q}_C}{\dot{m}_C C_p} \quad (20)$$

Où T_a est la température ambiante et C_p est la chaleur spécifique de l'air. En substituant ensuite les différents paramètres obtenus ci-dessus ($h_1, T_{\infty 1}, h_2, T_0$) dans l'équation (6-d), la différence de température à travers chaque module de GTE est finalement:

$$\Delta T = \frac{h_1 h_2 (T_o - T_{\infty 1})}{k(h_1 + h_2) + h_1 h_2 t} \quad (21)$$

La figure 3 montre la variation de la différence de température sur chaque module GTE ainsi que la puissance totale obtenue par le générateur suggéré en fonction de la charge de refroidissement de l'espace. Pour cet ensemble de calculs, la température de l'espace conditionné est fixée à 24°C , la fraction d'air évacué est réglée sur 0,4, la hauteur du conduit d'échappement est prise égale à 0,1 m, la hauteur de la sortie du flux d'air du condenseur mesure 0,1 m, la longueur et la largeur de la plaque de fond composée de modules GTE sont égales à $L = 0,4 \text{ m}$, la température ambiante est réglée à 30°C et l'épaisseur et la conductivité de chaque module GTE sont respectivement de 0,12 m et $0,3 \text{ W/mK}$.

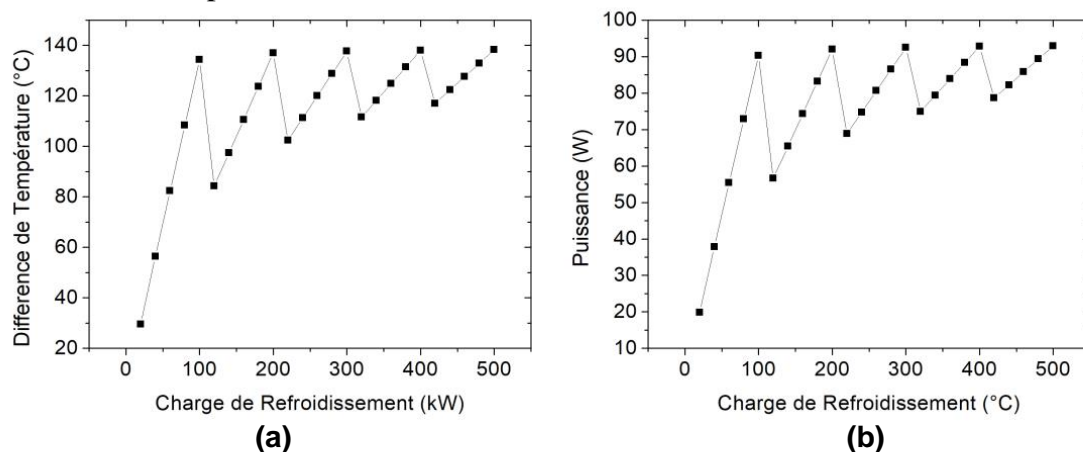


Figure 3: Variation de (a) la différence de température à travers chaque module GTE et (b) la puissance générée par l'assemblage de modules GTE en fonction de la charge de refroidissement.

Comme le montre la figure 3, la différence de température à travers chaque module GTE (figure 3-a) et la puissance générée par l'ensemble (figure 3-b) augmentent considérablement avec la charge de refroidissement pour des charges de refroidissement faibles, puis varient légèrement autour des valeurs données à charges de refroidissement élevées. Par exemple, lorsque la charge de refroidissement augmente de 20 à 500 kW, la différence de température entre chaque module GTE augmente de $29,6$ à $134,4^\circ \text{C}$ et la puissance générée par l'assemblage augmente de $19,9$ à $90,3 \text{ W}$ pour les 100 premiers kW d'augmentation, puis varie légèrement autour de 121°C et 81 W pour les 400 kW d'augmentation suivants.

En effet, lorsque la charge de refroidissement augmente de 20 à 100 kW avec un débit d'air constant de 1 kg/s dans le condenseur, la température de l'air quittant le condenseur et chauffant la surface supérieure de la plaque de GTE augmente de manière significative, ce qui augmente considérablement la différence de température à travers chaque module GTE et la puissance générée par la plaque GTE. Pour chaque débit de condenseur supérieur à 1 kg/s et correspondant à des charges de refroidissement supérieures à 100 kW, les mêmes tendances sont observées. Toutefois, lorsque la charge de refroidissement augmente de 0-100 kW à 100-200 kW ou plus, la température de l'air augmente pendant le passage du condensateur par rapport au cas où le débit inférieur correspond à 0-100 kW. La diminution de la différence de température entre les côtés fluide chaud et froid ($T_{\infty 2} - T_{\infty 1}$), de l'équation 21 est dominante par rapport à l'augmentation de la différence de température provoquée par l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur convective h_2 lié au côté chaud.

4. Conclusions

Dans ce manuscrit, nous avons étudié un nouveau concept de production d'énergie à partir de GTEs utilisant le flux d'air extrait des systèmes de CVC tout air et le flux d'air chaud du condenseur. Il a été démontré que pour une charge de refroidissement de 100 kW, une puissance de 90 W est générée pour chaque plaque plane de GTEs de $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

Références

- [1] A. Herez, M. Ramadan, B. Abdulhay, and M. Khaled, Short review on solar energy systems, *AIP Conference Proceedings*, Beirut, Lebanon, 2016.
- [2] M. Ramadan, M. Khaled, H. Ramadan, and M. Becherif, Modeling and sizing of combined fuel cell-thermal solar system for energy generation, *International Journal of Hydrogen Energy* 41, p.19929.
- [3] M. Ramadan, T. Lemenand, and M. Khaled, Recovering heat from hot drain water—experimental evaluation, parametric analysis and new calculation procedure, *Energy Build.*, 128 (2016) 575.
- [4] M. Ramadan, M. Gad El Rab, and M. Khaled, Parametric analysis of air-water heat recovery concept applied to HVAC systems: effect of mass flow rates, *Case Stud. Therm. Eng.*, 6 (2015) 61.
- [5] M. Khaled, M. Ramadan, H. El Hage, Parametric analysis of heat recovery from exhaust gases of generators, *Energy Procedia*, 75 (2015), 3295.
- [6] M. Khaled, M. Ramadan, and H. El Hage, Innovative approach of determining the overall heat transfer coefficient of heat exchangers—application to cross-flow water air types, *Appl. Therm. Eng.* 99 (2016), 1086.
- [7] A.V. Azad and N.V. Azad, Application of nanofluids for the optimal design of shell and tube heat exchangers using genetic algorithm, *Case Stud. Therm. Eng.* 8 (2016), 198.
- [8] A. Alimoradi, Study of thermal effectiveness and its relation with NTU in shell and helically coiled tube heat exchangers, *Case Stud. Therm. Eng.*, 9 (2017), 100.
- [9] W. Li, M.C. Paul, A. Montecucco, J. Siviter, A.R. Knox, T. Sweet, G. Min, H. Baig, T.K. Mallick, G. Han, D.H. Gregory, F. Azough, and R. Freer, Multiphysics simulations of thermoelectric generator modules with cold and hot blocks and effects of some factors, *Case Stud. Therm. Eng.*, 10 (2017), 63.
- [10] H. Jaber, M. Ramadan, T. Lemenand, and M. Khaled, Domestic Thermoelectric Cogeneration System: Optimization Analysis, Energy Consumption and CO2 Emissions Reduction, *Applied Thermal Engineering*, 130 (2018), 279-295.
- [11] McQuiston, F.C., Parker, J.D., and Spitler, J.D. 2005. Heating, Ventilating and Air Conditioning: Analysis and Design, *6th Ed. John Wiley & Sons*.
- [12] Incorpera, F.P. and DeWitt, D.P. 2007, Fundamentals of heat and mass transfer, *Sixth Edition, John Wiley & Sons*.

Etude de l'effet de la distribution de température d'air en amont d'un échangeur de chaleur sur sa performance thermique

Jalal FARAJ^{1,2}, Wassim SALAMEH¹, Elias HARIKA^{1,*}, Hassan BAZZI¹, Bakri ABDULHAY¹, et Mahmoud KHALED^{1,3}

¹Energy and Thermofluid Group, International University of Beirut BIU, Beirut, Lebanon

²Faculty of technology, Lebanese University, Industrial Engineering Department, Saida, Lebanon

³University Paris Diderot, Sorbonne Paris Cite, Interdisciplinary Energy Research Institute (PIERI), Paris, France

* (auteur correspondant: elias.harika@liu.edu.lb)

Résumé - Le présent travail concerne une analyse numérique paramétrée portant sur la relation entre la non-homogénéité de la distribution de température d'air en amont d'un échangeur de chaleur et sa performance thermique. Dans ce but, un code de calcul 2D est conçu et développé pour déterminer la performance thermique pour une distribution de vitesse d'écoulement d'air en amont de l'échangeur de chaleur air-liquide, un débit de liquide et des températures d'entrée d'air et de liquide connus. Il a été montré que la non-uniformité de la distribution de température d'air peut augmenter la performance thermique de l'échangeur jusqu'à 5%.

1. Introduction

En raison de la circulation de l'air extérieur vers le compartiment moteur d'un véhicule, les différents échangeurs de chaleur poussés vers l'avant du compartiment peuvent extraire une bonne partie de leur chaleur. Par conséquent, leurs performances thermiques sont fortement dépendantes de la topologie de l'écoulement d'air en amont, de l'écoulement du liquide de l'échangeur thermique et de la distribution de température d'air en amont [1-2]. En effet, lorsqu'ils sont intégrés dans des environnements de géométrie complexe (surtout dans un compartiment moteur d'un véhicule réel), les échangeurs de chaleur sont toujours soumis en amont à des écoulements d'air de distributions de vitesse et de température non-uniformes. D'autre part, tous les échangeurs de chaleur sont regroupés avec le ventilateur pour former ce qu'on appelle un « module de refroidissement » [3-5]. Ceci oblige certains des échangeurs de chaleur à être en contact avec des flux d'air chaud en amont. Ces non-uniformités de vitesse et de température ainsi que la façon dont les différents échangeurs de chaleur fonctionnent rendent les performances thermiques des échangeurs de chaleur fortement dépendant de plusieurs paramètres. En particulier, ces paramètres comprennent l'écoulement d'air, l'écoulement d'eau, les températures d'air et d'eau et la géométrie de l'échangeur de chaleur et son positionnement [6-9].

Dans cet article, une analyse numérique centrée sur la relation entre la température d'air et son hétérogénéité et les performances thermiques de l'échangeur est suggérée. A cet effet, un code de calcul bidimensionnel est développé et permet de réaliser des calculs de performance thermique tenant en compte la distribution de vitesse et de température d'écoulement d'air en amont de l'échangeur, le débit du liquide de l'échangeur, et les températures d'entrée de l'air et de l'eau.

Le paragraphe suivant est réservé aux détails de la modélisation thermique adoptée ainsi que du mode opérationnel du code de calcul. Dans le troisième paragraphe les résultats et analyses sont présentés et discutés. Finalement, la partie 4 résume les principales conclusions du travail.

2. Modélisation thermique et code de calcul

Le code de calcul développé est présenté en détail dans [10], ici les idées principales seulement sont exposées. Le code est basé sur une décomposition de la surface totale de l'échangeur en une matrice de $n \times m$ cellules comme montré par la Figure 1.

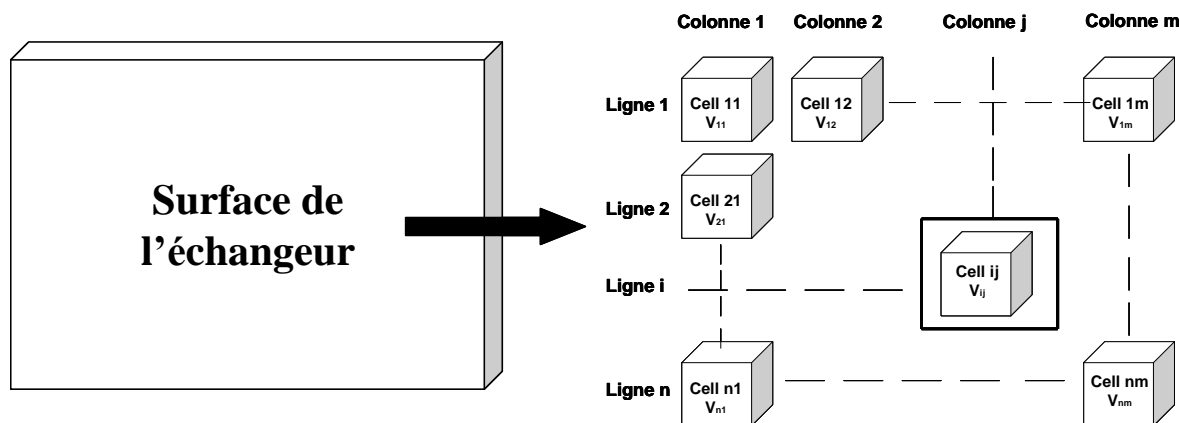


Figure 1: Décomposition de l'échangeur en $n \times m$ cellules

Suivant l'architecture des échangeurs utilisés dans notre étude, le fluide de refroidissement (l'eau) entre par le haut de l'échangeur pour se répartir entre les m tubes verticaux de ce dernier. Après la circulation dans les différents tubes verticaux, le fluide de refroidissement sort par le bas de l'échangeur. Dans ce contexte, nous considérons les hypothèses suivantes [11] :

- le débit massique total de fluide dans l'échangeur est également distribué entre les différentes colonnes de l'échangeur,
- après chaque passage, le fluide est parfaitement mélangé,
- la température de sortie d'une cellule est considérée comme égale à la température d'entrée de la cellule suivante,
- le coefficient de transfert au niveau de chaque cellule de cet échangeur peut être pris égal au coefficient de transfert global qu'aurait un échangeur entier alimenté par la même vitesse d'air et dans lequel circule le même débit de fluide de refroidissement.
- La température du fluide varie d'une façon linéaire avec la longueur du tube dans chaque cellule permettant de considérer un échange entre une température moyenne du fluide et la température ambiante à chaque fois.

La quantité de chaleur dissipée par l'échangeur au niveau d'une cellule est donnée par la relation suivante :

$$\dot{Q}_{cell} = h_{cell} \cdot S_{cell} \cdot (T_{m,cell} - T_{a,cell}) = h_{cell} \cdot S_{cell} \cdot \left(\frac{T_{e,cell} + T_{s,cell}}{2} - T_{a,cell} \right) \quad (1)$$

Où h_{cell} est le coefficient de transfert thermique global entre le fluide de l'échangeur et l'air au niveau de la cellule, S_{cell} est la surface de la cellule, $T_{m,cell}$ est la température moyenne du

fluide au niveau de la cellule, $T_{e,cell}$ est la température du fluide à l'entrée de la cellule, $T_{s,cell}$ est la température du fluide à la sortie de la cellule, et $T_{a,cell}$ est la température d'air traversant la cellule. D'autre part, en considérant le bilan thermique du coté fluide entre l'entrée et la sortie de la cellule de l'échangeur, nous pouvons écrire :

$$\dot{Q}_{cell} = \dot{m}_{cell} \cdot C_p \cdot (T_{e,cell} - T_{s,cell}) \quad (2)$$

Où \dot{m}_{cell} est le débit massique du fluide traversant la cellule et C_p est la chaleur spécifique du fluide. En combinant les équations (1) et (2), nous obtenons la température de sortie du fluide de la cellule :

$$T_{s,cell} = A(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) T_{e,cell} + B(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) T_{a,cell} \quad (3)$$

$$A(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) = \frac{2 \cdot \dot{m}_{cell} \cdot C_p - h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}}{2 \cdot \dot{m}_{cell} \cdot C_p + h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}} \quad (4)$$

$$B(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) = \frac{2 \cdot h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}}{2 \cdot \dot{m}_{cell} \cdot C_p + h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}} \quad (5)$$

Où V_{cell} est la vitesse d'air traversant la cellule. Ainsi, le terme $h(\dot{m}_{cell}; V_{cell})$ représente l'échange par convection forcée entre les parois interne et externe de l'échangeur dans chaque cellule en fonction de la vitesse d'air. Cette modélisation du coefficient d'échange a été décrite dans une publication précédente [12]. Dans le présent article nous précisons seulement que le coefficient « h » est constant pour toutes les cellules.

Par ailleurs, en considérant le bilan thermique d'air lors de son passage à travers la cellule, nous avons la température d'air en aval de l'échangeur comme suit:

$$T_{a,cell,aval} = T_{a,cell} + K \cdot (T_{e,cell} - T_{s,cell}) \quad (6)$$

$$K = \frac{\dot{m} \cdot C_p}{\dot{m}_{a,cell} \cdot C_{p,a}} \quad (7)$$

Où $\dot{m}_{a,cell}$ est le débit massique d'air traversant la cellule et $C_{p,a}$ la chaleur spécifique de l'air. Ainsi, pour une température d'entrée et un débit massique de fluide donnés, et une distribution de vitesse d'air en amont fixée, les équations (3), (4), et (5) sont les équations de base de notre procédure de calcul thermique. Nous pouvons alors calculer la température de sortie du fluide et la distribution de température d'air en aval de l'échangeur.

La Figure 2 montre comment le bilan thermique au niveau d'une cellule de l'échangeur prise à la ligne i et la colonne j (Figure 2-a) est introduite dans une boucle de calcul des températures de sorties de fluide et d'air au niveau de l'ensemble de la colonne j (Figure 2-b).

A chaque étape de calcul au niveau d'une cellule ij , nous commençons par déterminer le coefficient de transfert global $h(ij)$ de la cellule par une méthode d'itération détaillée en [1]. Le coefficient $h(ij)$ est calculé pour le couple de débit de fluide et de vitesse d'air $(\dot{m}_{cell}; V(ij))$. $V(ij)$ correspond à la valeur de ligne i et de colonne j de la matrice de vitesse représentant la distribution de vitesse de l'air sur une surface en amont de l'échangeur. Ensuite, les coefficients $A(ij)$ et $B(ij)$ sont calculés suivant les équations (4) et (5). A partir de la température d'entrée de la cellule ij (qui est la température de sortie de la cellule $i-1,j$), la température d'air en amont, et des deux coefficients $A(ij)$ et $B(ij)$, nous calculons les

températures de sorties de fluide et de l'air suivant les équations (3) et (7). A la fin du calcul au niveau d'une cellule ij , nous initialisons la température de sortie comme température d'entrée de la cellule $i+1,j$. La température de sortie de la colonne j est ainsi celle de la cellule nj .

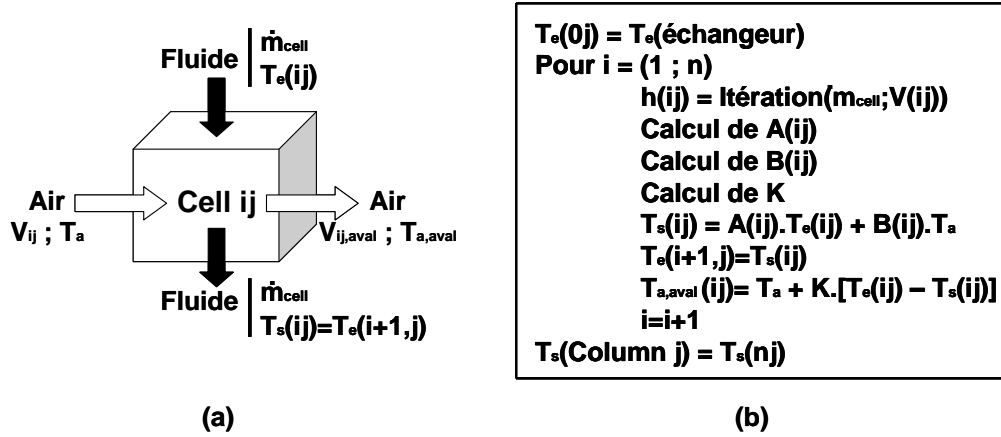


Figure 2: (a) bilan thermique de la cellule ij (b) boucle de calcul de températures pour la colonne j .

Pour calculer la température de sortie de l'échangeur entier, nous répétons la procédure de calcul montrée en Figure 2-b pour l'ensemble des m colonnes. Finalement, la température de sortie de l'échangeur ainsi que la puissance dissipée par l'échangeur sont donnés par :

$$T_s = \frac{\sum_{j=1}^m T_s(nj)}{m} \quad (8)$$

$$P = \dot{m} \cdot C_p \cdot (T_e - T_s) \quad (9)$$

3. Résultats et analyses

Dans cette partie, une matrice d'échangeur de chaleur de 4×4 cellules est considérée. Comme toute étude numérique le choix du maillage peut influencer la précision des résultats. Notre choix de matrice 4×4 a été validé dans une publication précédente [13], ici nous nous concentrons davantage sur les résultats des simulations. Ainsi, des calculs avec le code 2D sont effectués pour un débit d'eau de 6000 L/h et une température d'entrée d'eau de 95°C . Une première série de calculs portent sur la performance thermique de l'échangeur de chaleur en fonction de la température d'air à différentes vitesses de l'air considérant une répartition uniforme de vitesse et de température en amont de l'échangeur. Un second ensemble de calculs est consacré ensuite à la performance de l'échangeur en fonction de la distribution de température d'air en amont de l'échangeur pour une vitesse d'air fixe et uniforme.

La Figure 3 montre la variation de la performance thermique de l'échangeur en fonction de la température d'air en amont pour différentes vitesses d'air. Dans ces calculs, les deux distributions de vitesse et de température d'air sont considérées uniformes.

La performance thermique décroît linéairement lorsque la température d'air augmente. A titre d'illustration, à une vitesse d'air en amont de 5 m/s, lorsque la température de l'air augmente de -10°C à 70°C , la performance thermique diminue de 74,3 à 17,7 kW, soit une diminution d'environ 76% par 80°C d'augmentation de température d'air. A des vitesses

d'air élevées, la performance devient moins sensible à la variation de la température d'air : par exemple, nous constatons une diminution de 110 kW à 30 kW (correspondant à 72%) par 80°C d'augmentation de température d'air à une vitesse d'air de 20 m/s.

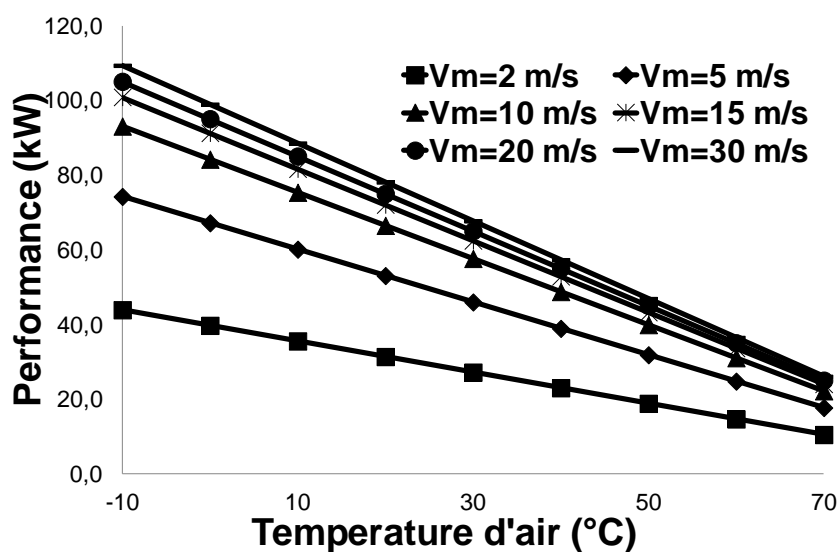


Figure 3: Variation de la performance thermique en fonction de la température d'air pour différentes vitesses d'air

Pour mettre plus en évidence l'effet de l'augmentation de température d'air en amont sur la performance thermique d'un échangeur de chaleur dans des applications réelles, deux cas sont considérés pour un échangeur de chaleur donné : dans le premier cas l'échangeur reçoit un air frais à 20°C et dans le second il fait face à un air chaud à 53,4°C. Un débit d'eau de 6000 L/h, une température d'entrée d'eau de 90°C et une distribution d'air uniforme de 7 m/s sont conservés dans les deux cas. Le second cas correspond ainsi à un véritable échangeur de chaleur positionné en aval d'un autre dans le même module de refroidissement, comme par exemple un radiateur positionné dans la plupart des cas en aval du condenseur.

Un premier calcul du type « dimensionnement » a montré qu'un échangeur fonctionnant dans les conditions du premier cas a besoin de la moitié de la surface d'un échangeur du même type fonctionnant dans le second cas pour fournir une même performance thermique. Ainsi, l'encombrement sous-capot a un effet majeur sur le dimensionnement des échangeurs poussant à favoriser des positions plus vers l'avant pour ces derniers.

Par ailleurs, pour tester l'effet de la distribution de température d'air en amont de l'échangeur sur sa performance thermique plusieurs simulations ont été réalisées avec différentes températures d'air. Des calculs ont été effectués pour le même débit d'eau (6000 L/h) et pour différentes températures d'eau moyennes (entre 2°C et 50°C) et différentes vitesses moyennes d'air (entre 2 m/s et 22 m/s). Quant à la dispersion de la température d'air elle a été modélisée avec deux paramètres ; valeur moyenne T_m et écart type σ_T , considérant une répartition selon une loi normale. De plus, les résultats sont présentés en fonction du rapport σ_T / T_m nommé par la suite « écart type relatif ».

Ainsi, la Figure 4 montre la variation de la performance thermique de l'échangeur en fonction de l'écart type relatif de température pour six différentes températures moyennes et trois différentes vitesses d'air. Les courbes de performance dans la Figure 4 sont normalisées par rapport aux performances obtenues, dans chaque cas, pour des distributions de

température uniformes ($\sigma_T = 0$). A noter que plusieurs valeurs de température moyenne d'air ont été testées et les courbes de la figure 4 prend ces résultats en compte.

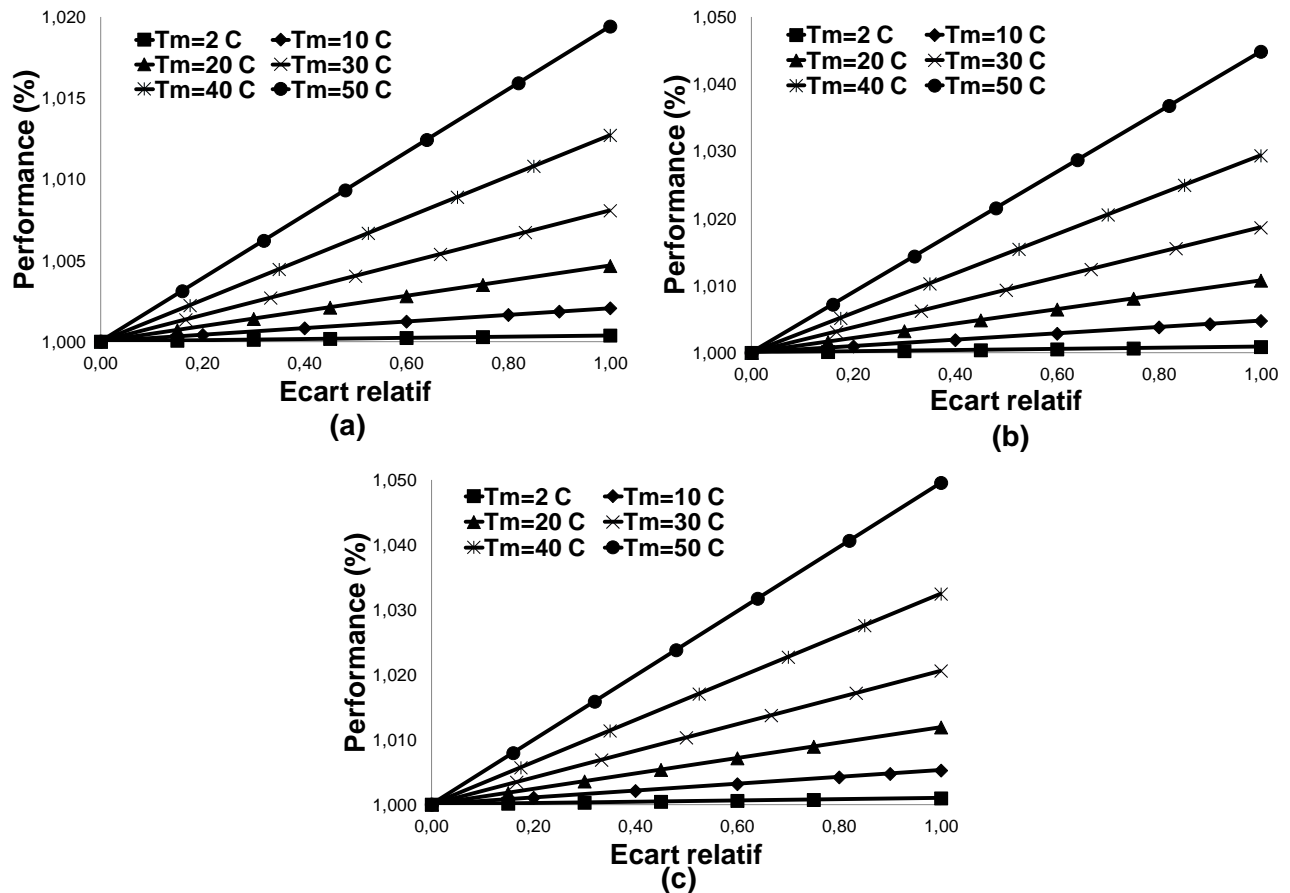


Figure 4: Variation de la performance thermique en fonction de l'écart type relative pour différentes températures moyennes et vitesses d'air (a) 2 m/s, (b) 12 m/s et (c) 22 m/s.

De la Figure 4, plusieurs caractéristiques remarquables sont à noter :

- 1- La non-uniformité de la distribution de température d'air augmente la performance thermique de l'échangeur ; la performance thermique augmente lorsque l'écart type relatif σ_T / T_m augmente. Dans la Figure 4-b, par exemple, pour une vitesse d'air de 12 m/s et une température moyenne d'air de 40°C, la performance thermique normalisée $\frac{\dot{Q}(\sigma_T)}{\dot{Q}(\sigma_T = 0)}$ augmente de 1 à 1,03 quand l'écart type relatif augmente de 0 à 1. En valeur dimensionnelle, la performance thermique augmente de 50,8 kW à 52,3 kW quand l'écart type relatif augmente de 0 à 1. De plus, la variation de la performance thermique avec l'écart type relatif est linéaire.
- 2- La sensibilité de la performance thermique à la distribution de température (écart type relatif) devient plus importante à des vitesses et des températures d'air élevées. Pour illustrer cette idée, d'après la Figure 4, à une température moyenne d'air de 50°C, l'augmentation de la performance thermique quand l'écart type relatif augmente de 0 à 1 est de 1,9 % à 2 m/s, de 4,5 % à 12 m/s et de 5 % à 22 m/s. En outre, à une vitesse d'air de 22 m/s, l'augmentation de la performance thermique quand l'écart type relatif augmente de 0 à 1 est de 0,5 % pour une température d'air de 10°C, 2,1 % de 30°C et 5 % à 50°C.

- 3- A la différence du cas de la non-uniformité de la distribution de vitesse d'air [1], la variation de la performance thermique avec l'écart type relatif de température d'air dépend de la température moyenne.

La variation de la performance thermique de l'échangeur avec l'écart type relatif de la distribution de température d'air peut alors être modélisée comme suit :

$$\dot{Q}\left(\frac{\sigma_T}{T_m}\right) = \dot{Q}(\sigma_T = 0) \left[A(T_m) + B(T_m) \left(\frac{\sigma_T}{T_m}\right) \right] \quad (10)$$

Où $A(T_m)$ et $B(T_m)$ sont des constantes qui dépendent de la valeur moyenne de la distribution de température d'air.

Pour expliquer les tendances principales de la Figure 4 (augmentation de la performance thermique avec la non-uniformité de température d'air), deux cellules consécutives dans une même colonne sont considérées. Lorsque l'air avec une température $T_m + \sigma_T$ traverse la cellule chaude (la cellule haute), le transfert thermique de la cellule diminue par rapport au cas d'une température d'air T_m . D'autre part, l'air de température $T_m - \sigma_T$ passant à travers la cellule froide (la cellule basse) augmente le transfert de chaleur de ladite cellule. En rappelant l'effet séquentiel basé sur le fait que la température de sortie d'une cellule donnée devient la température d'entrée de la cellule suivante (hypothèse 3), le gain du transfert thermique de la cellule inférieure devient plus important que la diminution du transfert thermique de la cellule supérieure. Il en résulte une augmentation du transfert thermique global dans l'ensemble des cellules malgré que le coefficient de transfert soit le même pour les deux cellules. Il faut en même temps noter que lorsque les cellules considérées ci-dessus sont dans la même ligne, la distribution de température non-uniforme n'affecte pas la performance thermique.

4. Conclusions

L'étude paramétrée présentée dans ce travail a permis d'établir une relation claire et explicite entre la performance thermique d'un échangeur et différents paramètres d'opération, particulièrement la température et vitesse d'air ainsi que la distribution de température d'air. Un code de calcul 2D a été développé pour effectuer les nécessaires calculs paramétrés.

La non-uniformité de la distribution de température d'air en amont de l'échangeur augmente sa performance thermique, malgré que cette augmentation soit moins significative que les diminutions induites par les non-uniformités de vitesse d'air et de débit d'eau [1]. En ordre de magnitude : quand l'écart type relatif de la distribution de température d'air amont augmente de 0 à 1, la performance thermique de l'échangeur peut être augmentée jusqu'à 5 %. Cette augmentation de performance thermique avec l'écart type relatif est linéaire.

Références

- [1] M. Khaled, F. Harambat, and H. Peerhossaini, Analytical and empirical determination of thermal performance of louvered heat exchanger – effects of air flow statistics, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 54 (2011), 356-365.
- [2] A. Wäschle, Numerical Methods, 3-Dimensional, *Progress in Vehicle Aerodynamics II Thermo-Management*, Expert Verlag, 2002.

- [3] S. Muto, T. Sugimoto, A. Utikawa, M. Yamamoto, Development of a cooling module containing a radiator and a condenser, part 1: product design, *SAE Technical Paper 2001-01-1018*, 2001.
- [4] T. Scott, D. Joshi, Engine cooling module sizing using combined 1-dimensional and CFD modeling tools, *SAE Int. J. Passeng. Cars –Mech. Syst.*, 2(2009), 1079-1098.
- [5] M. Simonin, C. Marsais, P. Palier, W. Borowski, A new approach to sizing and packaging of the heat exchangers for the passenger car, SAE Technical Paper 880049, 1988.
- [6] C. Oliet, A. Oliva, J. Castro, and C.D. Pérez-Segarra, Parametric studies on automotive radiators, *Appl. Therm. Eng.*, 27 (2007), 2033-2043.
- [7] Z.G. Qi, J.P. Chen, and Z.J. Chen, Parametric study on the performance of a heat exchanger with corrugated louvered fins, *Appl. Therm. Eng.*, 27 (2007), 539-544.
- [8] A. Witry, M.H. Al-Hajeri, and A.A. Bondok, Thermal performance of automotive aluminium plate radiator, *Appl. Therm. Eng.*, 25 (2005), 1207-1218.
- [9] E. Carluccio, G. Starace, A. Ficarella, and D. Laforgia, Numerical analysis of a cross-flow compact heat exchanger for vehicle applications, *Appl. Therm. Eng.*, 25 (2005), 1995-2013.
- [10] M. Khaled, F. Harambat, H. El Hage, and H. Peerhossaini, Spatial optimization of underhood cooling module – towards an innovative control approach, *Appl. Energ.*, 88 (2011), 3841-3849.
- [11] A. Jerhamre and A. Jonson, Development and validation of coolant temperature and cooling air flow CFD simulations at Volvo cars, *SAE Paper 2004-01-0051*, 2004.
- [12] M. Khaled, F. Harambat, and H. Peerhossaini, Analytical and empirical determination of thermal performance of louvered heat exchanger – effects of air flow statistics, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 (2011) 356-365
- [13] M. Khaled, M. Ramadan, A. Shaito, H. El Hage, F. Harambat, and H. Peerhossaini, Parametric analysis of heat exchanger thermal performance in complex geometries – Effect of velocity and water flow distributions, *Heat Transfer Engineering Journal*, 37 (2016) 1027-1037

Formulation empirique des performances thermiques d'échangeurs de chaleur – Effet de l'hétérogénéité de distribution de vitesse

Mostafa GAD EL RAB^{1,2}, Jalal FARAJ^{1,3}, Wassim SALAMEH¹, Elias HARIKA^{1,*}, Rabih MURR⁴, et Mahmoud KHALED^{1,5}

¹Energy and Thermofluid Group, International University of Beirut BIU, Beirut, Lebanon

²Mechanical Power Engineering Department, Faculty of Engineering, Minoufiya University, ShebinEl-Kom, Egypt

³Faculty of technology, Lebanese University, Industrial Engineering Department, Saida, Lebanon

⁴Energy and Thermofluid Group, Lebanese International University LIU, Bekaa, Lebanon

⁵University Paris Diderot, Sorbonne Paris Cite, Interdisciplinary Energy Research Institute (PIERI), Paris, France

*(auteur correspondant: elias.harika@liu.edu.lb)

Résumé - Dans cette étude, un code de calcul bidimensionnel est développé pour calculer la performance thermique d'un échangeur de chaleur en relation avec la topologie de l'écoulement d'air en amont de l'échangeur. La topologie de l'écoulement amont tient compte de l'intégration de l'échangeur dans des géométries complexes comme celle du sous-capot d'un véhicule réel. En addition, une formulation empirique tenant compte de cette relation est établie. Il a été montré que la non-uniformité de la distribution de vitesse en amont de l'échangeur diminue sa performance thermique.

1. Introduction

Dans plusieurs applications industrielles courantes, en particulier dans l'automobile, l'échangeur de chaleur type « ailettes à volets » est utilisé à cause de son efficacité thermique élevée, sa légèreté, et sa compacité [1-4]. Plusieurs études [1-4] sur les échangeurs de chaleur à ailettes voletées ont montré que les performances thermiques de ce type d'échangeur sont en forte relation avec les paramètres géométriques de l'échangeur (par exemple la distance entre ailettes, la hauteur des tubes, et l'angle des volets), ainsi que les conditions d'opération des deux fluides, air et eau (leurs débits massiques et leurs températures d'entrée). Cependant, pour une géométrie interne et des conditions d'opération fixées, il a été montré que la topologie de l'écoulement de l'air impacte plus significativement la performance de l'échangeur que celle du fluide refroidi [5]. En d'autres termes, pour un même débit d'air total, un échangeur alimenté par deux distributions de vitesses différentes ne dissipe pas la même chaleur dans les deux cas. Cela a un impact significatif dans le cas d'une automobile : intégré dans la géométrie complexe du sous-capot, l'échangeur à tubes et ailettes d'une automobile est soumis à des distributions de vitesses hétérogènes en amont de sa surface qui font que la quantité de chaleur dissipée est inférieure à celle correspondante à une distribution de vitesse uniforme de même débit [5]. Notons en passant qu'on ne trouve dans la littérature que peu d'études portant sur la relation entre les performances d'un échangeur et l'hétérogénéité de l'écoulement d'air [6-8]. Dans ce contexte, le présent travail concerne le développement d'un code de calcul qui permet de prédire, en se basant sur une modélisation thermique détaillée, la performance thermique d'échangeurs de chaleur en fonction de l'hétérogénéité de la distribution de vitesse d'air en amont de l'échangeur.

La Section 2 de ce papier est réservée aux détails de la modélisation thermique adaptée ainsi que du mode opérationnel du code de calcul. En section 3, les résultats et analyses sont présentés. Finalement, la section 4 résume les principales conclusions du travail.

2. Modélisation thermique et code de calcul

Le code de calcul développé est présenté en détail dans [9], ici les idées principales seulement sont exposées. Le code est basé sur une décomposition de la surface totale de l'échangeur en une matrice de $n \times m$ cellules comme montré par la Figure 1.

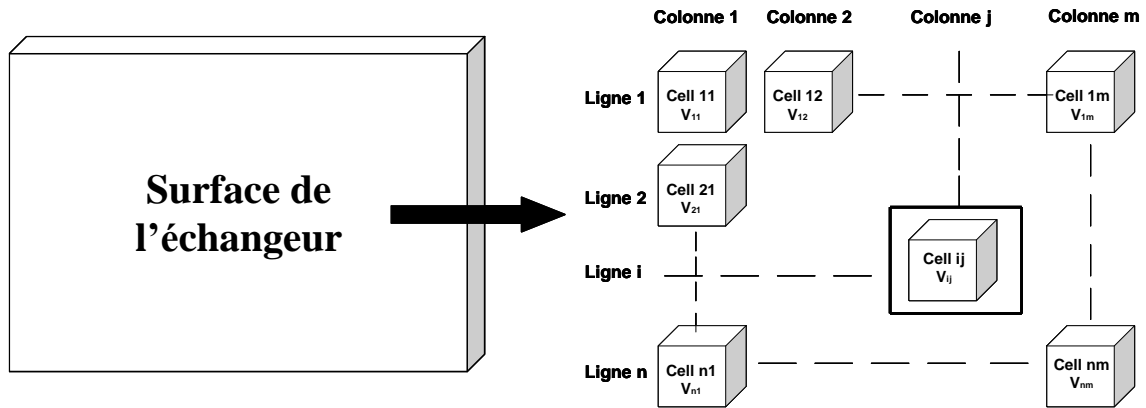


Figure 1: Décomposition de l'échangeur en $n \times m$ cellules

Suivant l'architecture des échangeurs utilisés dans notre étude, le fluide de refroidissement (l'eau) entre par le haut de l'échangeur pour se répartir entre les m tubes verticaux de ce dernier. Après la circulation dans les différents tubes verticaux, le fluide de refroidissement sort par le bas de l'échangeur. Dans ce contexte, nous considérons les hypothèses suivantes [10] :

- le débit massique total de fluide dans l'échangeur est également distribué entre les différentes colonnes de l'échangeur,
- après chaque passage, le fluide est parfaitement mélangé,
- la température de sortie d'une cellule est considérée comme égale à la température d'entrée de la cellule suivante,
- le coefficient de transfert au niveau de chaque cellule de cet échangeur peut être pris égal au coefficient de transfert global qu'aurait un échangeur entier alimenté par la même vitesse d'air et dans lequel circule le même débit de fluide de refroidissement.
- La température du fluide varie d'une façon linéaire avec la longueur du tube dans chaque cellule permettant de considérer un échange entre une température moyenne du fluide et la température ambiante à chaque fois.

La quantité de chaleur dissipée par l'échangeur au niveau d'une cellule est donnée par la relation suivante :

$$\dot{Q}_{cell} = h_{cell} \cdot S_{cell} \cdot (T_{m,cell} - T_{a,cell}) = h_{cell} \cdot S_{cell} \cdot \left(\frac{T_{e,cell} + T_{s,cell}}{2} - T_{a,cell} \right) \quad (1)$$

Où h_{cell} est le coefficient de transfert thermique global entre le fluide de l'échangeur et l'air au niveau de la cellule, S_{cell} est la surface de la cellule, $T_{m,cell}$ est la température moyenne du fluide au niveau de la cellule, $T_{e,cell}$ est la température du fluide à l'entrée de la cellule, $T_{s,cell}$

est la température du fluide à la sortie de la cellule, et $T_{a,cell}$ est la température d'air traversant la cellule. D'autre part, en considérant le bilan thermique du coté fluide entre l'entrée et la sortie de la cellule de l'échangeur, nous pouvons écrire :

$$\dot{Q}_{cell} = \dot{m}_{cell} \cdot C_p \cdot (T_{e,cell} - T_{s,cell}) \quad (2)$$

Où \dot{m}_{cell} est le débit massique du fluide traversant la cellule et C_p est la chaleur spécifique du fluide. En combinant les équations (1) et (2), nous obtenons la température de sortie du fluide de la cellule :

$$T_{s,cell} = A(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) T_{e,cell} + B(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) T_{a,cell} \quad (3)$$

$$A(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) = \frac{2 \cdot \dot{m}_{cell} \cdot C_p - h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}}{2 \cdot \dot{m}_{cell} \cdot C_p + h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}} \quad (4)$$

$$B(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) = \frac{2 \cdot h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}}{2 \cdot \dot{m}_{cell} \cdot C_p + h(\dot{m}_{cell}; V_{cell}) \cdot S_{cell}} \quad (5)$$

Où V_{cell} est la vitesse d'air traversant la cellule. Ainsi, le terme $h(\dot{m}_{cell}; V_{cell})$ représente l'échange par convection forcée entre les parois interne et externe de l'échangeur dans chaque cellule en fonction de la vitesse d'air qui est maintenant variable avec la cellule.

Par ailleurs, en considérant le bilan thermique sur l'air lors de son passage à travers la cellule, nous avons la température d'air en aval de l'échangeur comme suit:

$$T_{a,cell,aval} = T_{a,cell} + K \cdot (T_{e,cell} - T_{s,cell}) \quad (6)$$

$$K = \frac{\dot{m} \cdot C_p}{\dot{m}_{a,cell} \cdot C_{p,a}} \quad (7)$$

Où $\dot{m}_{a,cell}$ est le débit massique d'air traversant la cellule et $C_{p,a}$ la chaleur spécifique de l'air. Ainsi, pour une température d'entrée et un débit massique de fluide donnés, et une distribution de vitesse d'air en amont fixée, les équations (3), (4), et (5) sont les équations de base de notre procédure de calcul thermique. Nous pouvons alors calculer la température de sortie du fluide et la distribution de température d'air en aval de l'échangeur.

La Figure 2 montre comment le bilan thermique au niveau d'une cellule de l'échangeur prise à la ligne i et la colonne j (Figure 2-a) est introduite dans une boucle de calcul des températures de sorties de fluide et d'air au niveau de l'ensemble de la colonne j (Figure 2-b).

A chaque étape de calcul au niveau d'une cellule ij , nous commençons par déterminer le coefficient de transfert global $h(ij)$ de la cellule par une méthode d'itération détaillée en [11]. Le coefficient $h(ij)$ est calculé pour le couple de débit de fluide et de vitesse d'air $(\dot{m}_{cell}; V(ij))$. $V(ij)$ correspond à la valeur de ligne i et de colonne j de la matrice de vitesse représentant la distribution de vitesse de l'air sur une surface en amont de l'échangeur. Ensuite, les coefficients $A(ij)$ et $B(ij)$ sont calculés suivant les équations (4) et (5). A partir de la température d'entrée de la cellule ij (qui est la température de sortie de la cellule $i-1,j$), la température d'air en amont, et des deux coefficients $A(ij)$ et $B(ij)$, nous calculons les températures de sorties de fluide et de l'air suivant les équations (3) et (7). A la fin du calcul au niveau d'une cellule ij , nous initialisons la température de sortie comme température

d'entrée de la cellule $i+1,j$. La température de sortie de la colonne j est ainsi celle de la cellule nj .

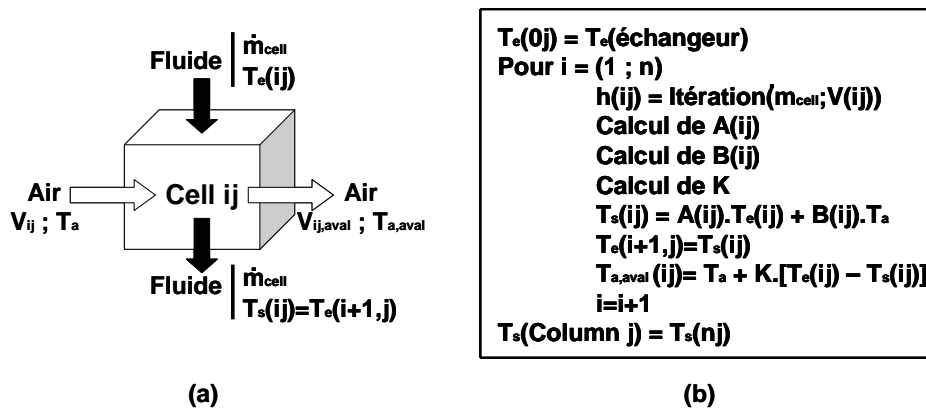


Figure 2: (a) bilan thermique de la cellule ij (b) boucle de calcul de températures pour la colonne j .

Pour calculer la température de sortie de l'échangeur entier, nous répétons la procédure de calcul montrée en Figure 2-b pour l'ensemble des m colonnes. Finalement, la température de sortie de l'échangeur ainsi que la puissance dissipée par l'échangeur sont donnés par:

$$T_s = \frac{\sum_{j=1}^m T_s(nj)}{m} \quad (8)$$

$$P = \dot{m}.C_p.(T_e - T_s) \quad (9)$$

3. Résultats et analyses – Formulation empirique

L'objectif de cette section est de se baser sur notre code de calcul 2D pour établir une formulation empirique de la puissance dissipée, en fonction de la dispersion de vitesse de l'air en amont de l'échangeur. Le champ de vitesse étant considéré comme perpendiculaire à l'entrée de l'échangeur avec des valeurs de vitesse distribuées sur la surface d'entrée selon une loi normale. L'écart type relatif σ/V_m caractérise ainsi cette dispersion pour une vitesse moyenne V_m donnée.

Nous considérons une matrice d'échangeur de 4×4 cellules. Nous imposons un débit de fluide de 6000 l/h à une température d'entrée de 90°C et une température d'air de 20°C . La Figure 3 montre la température de sortie et la puissance dissipée par l'échangeur à 4×4 cellules en fonction de l'écart type relatif σ/V_m pour différentes vitesses moyennes V_m de la distribution en amont.

Nous observons que l'hétérogénéité de la distribution de vitesse en amont augmente la température de sortie de l'échangeur. A titre d'exemple, pour une vitesse moyenne de 7 m/s (pour le même débit d'air traversant l'échangeur de chaleur), la température de sortie augmente de $80,92^\circ\text{C}$ à $84,12^\circ\text{C}$ en augmentant l'écart type relatif de 0 à 1. Pour la puissance dissipée par l'échangeur (Figure 3-b), nous remarquons une diminution de la puissance de 56,15 kW à 36,37 kW quand l'écart type relatif augmente de 0 à 1, soit 35% de baisse par rapport à la puissance dissipée dans le cas d'une distribution uniforme de 7 m/s. Nous notons que seulement 7% des 35 % de diminution de puissance se produisent pour un écart type relatif variant de 0 à 0,5.

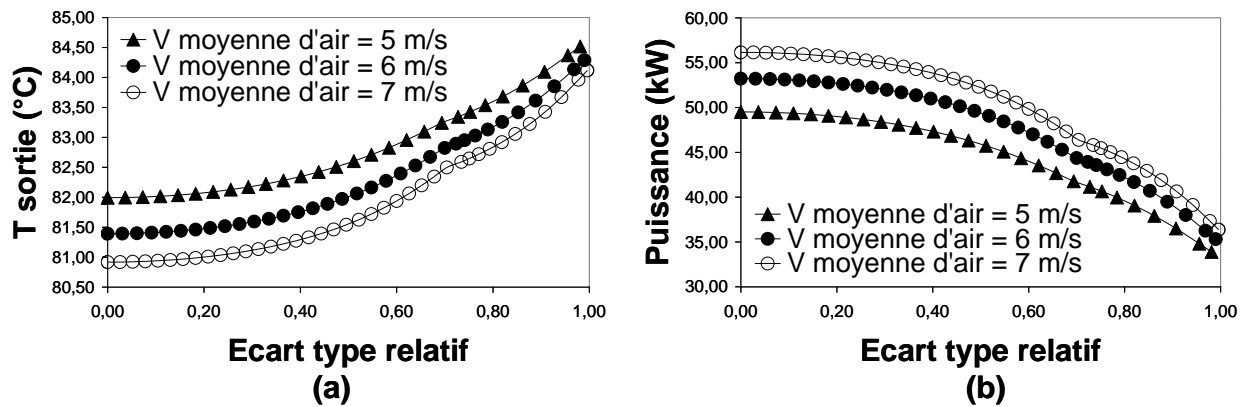


Figure 3: (a) Température de sortie et (b) puissance dissipée en fonction de l'écart type relatif pour différentes vitesses moyennes.

Un autre aspect remarquable de la Figure 3 est qu'indépendamment de la vitesse moyenne (donc du débit d'air), les courbes suivent la même tendance et diffèrent uniquement en amplitudes. A priori, ces différences en amplitudes peuvent être liées directement à la variation de vitesse moyenne d'une part et à une interaction entre la vitesse moyenne et l'effet de l'hétérogénéité d'une autre part. En d'autres termes l'effet de l'hétérogénéité peut être plus ou moins sévère pour des vitesses moyennes basses ou élevées.

Pour tester ces deux hypothèses, nous avons adimensionné la puissance dissipée par celle correspondant à la configuration de vitesse uniforme (écart type nul) et nous l'avons exprimée en fonction de l'écart type relatif (Figure 4).

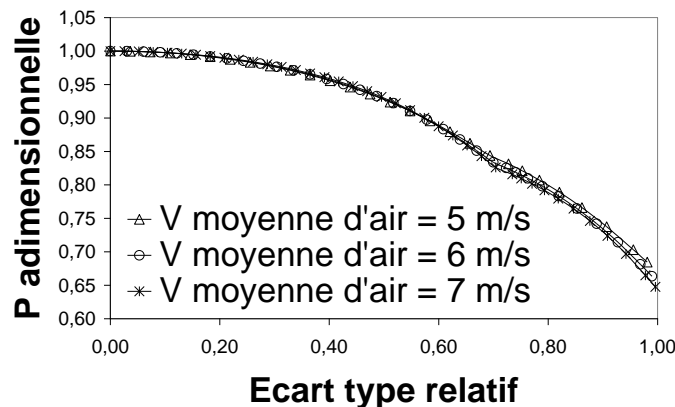


Figure 4: Evolutions de la puissance adimensionnelle dissipée par un échangeur en fonction de l'écart type relatif pour différentes vitesses moyennes.

Avec cet adimensionnement, nous obtenons des courbes quasiment superposées. Nous pouvons en déduire que les différences entre les évolutions de puissances constatées sur la Figure 3-b dépendent uniquement des différences entre les moyennes des vitesses d'air. L'évolution empirique de la puissance adimensionnelle dissipée par l'échangeur peut alors être approchée par la forme polynomiale suivante :

$$\frac{P}{P_0} = -0,3831 \left(\frac{\sigma}{V_m} \right)^2 + 0,0461 \left(\frac{\sigma}{V_m} \right) + 0,9979 \quad (10)$$

Cette formulation polynomiale est obtenue par une adaptation sur les valeurs de la Figure 4 correspondant aux vitesses moyennes d'air de 5, 6 et 7 m/s. Elle a été également testée pour une autre vitesse moyenne de 8 m/s:

$$P(8\text{ m/s}) = P_0(8\text{ m/s}) \left[-0,3831 \left(\frac{\sigma}{8} \right)^2 + 0,0461 \left(\frac{\sigma}{8} \right) + 0,9979 \right] \quad (11)$$

La Figure 5 montre une comparaison entre l'application de la formulation empirique (11) et les résultats du code de calcul 2D.

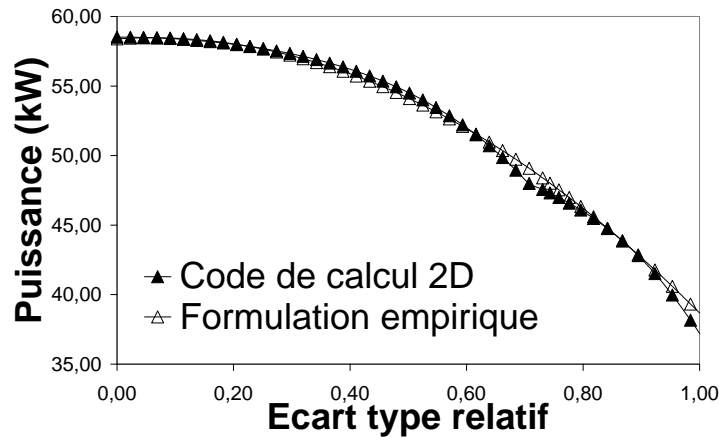


Figure 5: Puissance dissipée par l'échangeur en fonction de l'écart type relatif calculée avec le code de calcul 2D et avec la formulation empirique pour une vitesse moyenne de l'air de 8 m/s.

Nous trouvons un bon accord entre la formulation empirique et le code de calcul. En répétant la même démarche que celle appliquée ci-dessus, mais en faisant varier seulement le débit total de fluide \dot{m} , ou seulement la température d'entrée T_e , ou seulement la température moyenne d'air T_a (en gardant à chaque fois les autres paramètres constants), nous montrons que l'évolution de la puissance dissipée par un échangeur en fonction de l'écart type relatif suit la forme ci-dessous :

$$P(\dot{m}; V_m; T_e; T_a) = P_0(\dot{m}; V_m; T_e; T_a) \left[-0,3831 \left(\frac{\sigma}{V_m} \right)^2 + 0,0461 \left(\frac{\sigma}{V_m} \right) + 0,9979 \right] \quad (12)$$

Pour valider cette formulation empirique, nous avons calculé la puissance dissipée par un échangeur discrétisé en 4×4 cellules pour sept distributions de vitesses d'air amont différentes. Les calculs ont été réalisés par la formulation empirique (équation 12) d'une part et avec le code 2D d'une autre part. Dans un souci de réalisme, ces distributions sont issues de mesures LDV. Leurs moyennes et écart types sont présentés dans le Tableau 1. A noter que le choix de ces distributions a été fait de façon extrémiste afin de tester « le pire des cas » dans les comparaisons afin de mettre en évidence les erreurs maximales possibles.

On trouve un accord relativement bon avec un écart variant entre 0,9% aux faibles valeurs de σ/V_m (configuration 7) et 4,2 % aux σ/V_m élevés (configuration 1).

Notons que la formulation empirique ci-dessus est obtenue pour un échangeur discrétisé en 4×4 cellules, or les coefficients de la fonction polynomiale qui tient compte de l'écart type de la distribution de vitesse d'air amont dépendent du nombre de cellules considérées. Nous avons répété les calculs pour des nombres différents de cellules (jusqu'à 340 cellules) et nous retrouvons la même évolution polynomiale mais avec des coefficients $U(n)$, $v(n)$ et $W(n)$ différents :

$$P(\dot{m}; V_m; T_e; T_a) = P(\sigma = 0) \cdot \left[U(n) \cdot \left(\frac{\sigma}{V_m} \right)^2 + V(n) \cdot \left(\frac{\sigma}{V_m} \right) + W(n) \right] \quad (13)$$

Tableau 1 : Données statistiques des distributions de vitesses testées.

	Moyenne (m/s)	Ecart type (m/s)
Configuration 1	1.71	1.88
Configuration 2	2.08	2.22
Configuration 3	2.19	2.49
Configuration 4	2.29	2.60
Configuration 5	2.29	2.62
Configuration 6	2.33	2.64
Configuration 7	2.34	2.62

La Figure 6 montre la comparaison entre la puissance calculée par la formulation empirique (équation 12) et la puissance calculée avec le code 2D.

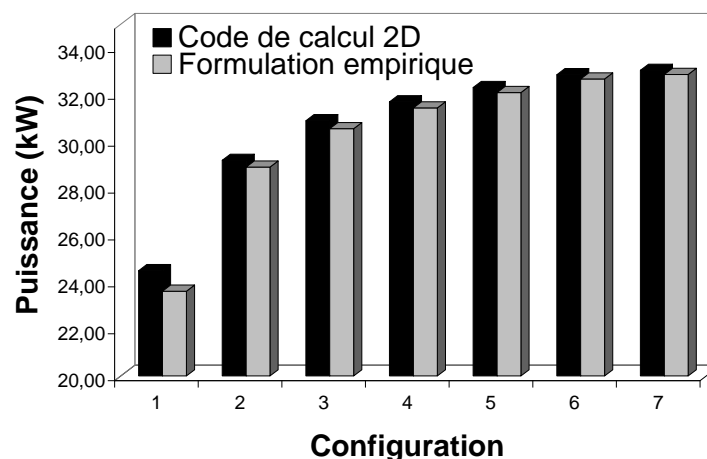


Figure 6: Puissance dissipée par l'échangeur en fonction des différentes configurations testées pour le code de calcul 2D et avec la formulation empirique.

Par ailleurs, nous pouvons remarquer qu'au delà d'un certain nombre n_0 de cellules, les coefficients $U(n)$, $v(n)$ et $W(n)$ deviennent indépendants de n .

L'avantage de la formulation empirique exposée ci-dessus est qu'elle permet de calculer directement la puissance dissipée par un échangeur pour n'importe quelle distribution de vitesse d'air amont, en connaissant sa vitesse moyenne et son écart type. Par rapport à notre code de calcul 2D, elle est plus rapide à mettre en œuvre. Cependant, cette formulation doit toujours se référer au code pour une détermination préliminaire des trois coefficients $U(n)$, $v(n)$ et $W(n)$, dépendant du nombre de cellules dans la discrétisation de l'échangeur.

4. Conclusions

Ce travail concerne le développement d'un code de calcul 2D pour la prédiction des performances thermiques des échangeurs de chaleur. Le principal avantage du code réside dans le fait qu'il permet de relier la performance thermique à l'hétérogénéité de la distribution de vitesse d'air en amont de l'échangeur représentée par une vitesse moyenne et un écart type. Les calculs réalisés avec le code ont conduit aux conclusions suivantes :

- 1- Quand l'écart type relatif de la distribution de vitesse amont augmente de 0 à 1, la performance thermique diminue 35 % avec seulement 7 % correspondant à la variation de l'écart type relatif de 0 à 0.5.
- 2- La performance thermique dans le cas d'une distribution non-uniforme de vitesse varie selon une loi polynomiale du second ordre de l'écart type relatif.

Références

- [1] C. Oliet, A. Oliva, J. Castro, and C.D. Pérez-Segarra, Parametric studies on automotive radiators, *Appl. Therm. Eng.*, 27 (2007), 2033-2043.
- [2] Z.G. Qi, J.P. Chen, and Z.J. Chen, Parametric study on the performance of a heat exchanger with corrugated louvered fins, *Appl. Therm. Eng.*, 27 (2007), 539-544.
- [3] A. Witry, M.H. Al-Hajeri, and A.A. Bondok, Thermal performance of automotive aluminium plate radiator, *Appl. Therm. Eng.*, 25 (2005), 1207-1218.
- [4] E. Carluccio, G. Starace, A. Ficarella, and D. Laforgia, Numerical analysis of a cross-flow compact heat exchanger for vehicle applications, *Appl. Therm. Eng.*, 25 (2005), 1995-2013.
- [5] A. Waschle, Numerical methods, 3-dimensional, *Progress in Vehicle Aerodynamics II Thermo-Management*, 2002.
- [6] Z. Anxionnaz, M. Cabassud, C. Gourdon, and P. Tochon, Heat exchanger/reactors (HEX reactors): Concepts, technologies: State of the art, *Chem. Eng. Proc.: Proc. Int.*, 47 (2008), 2029-2050.
- [7] G. Xie, B. Sunden, Q. Wang, and L. Tang, Performance predictions of laminar and turbulent heat transfer and fluid flow of heat exchangers having large tube-diameter and large tube-row by artificial neural networks, *Int. J. H. M. Trans.*, 52 (2009), 2484-2497.
- [8] A.R. Doodman, M. Fesanghary, and R. Hosseini, A robust stochastic approach for design optimization of air cooled heat exchangers, *Appl. Energ.*, 86 (2009), 1240-1245.
- [9] M. Khaled, F. Harambat, H. El Hage, and H. Peerhossaini, Spatial optimization of underhood cooling module – towards an innovative control approach, *Appl. Energ.*, 88 (2011), 3841-3849.
- [10] A. Jerhamre and A. Jonson, Development and validation of coolant temperature and cooling air flow CFD simulations at Volvo cars, *SAE Paper 2004-01-0051*, 2004.
- [11] M. Khaled, F. Harambat, and H. Peerhossaini, Analytical and empirical determination of thermal performance of louvered heat exchanger – effects of air flow statistics, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 54 (2011), 356-365.

Cogénération de froid et d'électricité à partir d'une source chaude

Nicolas Voeltzel¹, Hai Trieu Phan¹, Nicolas Tauveron¹, Brigitte Gonzalez¹, Quentin Blondel¹

¹Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTBH. F-38000 Grenoble, France

Résumé – La cogénération de froid et d'électricité dans un même cycle thermodynamique à partir d'une source chaude de basse température (< 120 °C) permet d'allier performance et polyvalence [1]. L'objectif des présents travaux est de mettre en évidence le couplage complexe des composants d'un tel cycle fonctionnant avec un mélange eau/ammoniac. Pour ce faire, un modèle détaillé du système est d'abord développé et configuré à partir de données expérimentales issues de différentes boucles thermodynamiques. L'interaction entre certains composants du cycle de cogénération est alors explorée par des simulations numériques. Une optimisation d'architecture est enfin proposée pour maximiser les productions de froid et d'électricité.

Nomenclature

Grandeurs

A	Aire
Q	Puissance thermique échangée
U	Coefficient d'échange thermique
T	Température
\dot{W}	Puissance produite par l'expandeur
\dot{m}	Débit massique
h	Enthalpie spécifique
r_s	Coefficient de séparation
η	Rendement
τ_{loss}	Coefficient de frottement mécanique

Indices

$expa$	Expandeur
exp	Expérimental
num	Numérique
in	Entrée de l'expandeur (<i>inlet</i>)
out	Sortie de l'expandeur (<i>outlet</i>)

Acronymes

COP	Coefficient de performance
CFE	Cogénération de Froid et d'Electricité
ORC	Cycle de Rankine à fluide Organique
HFC	Hydrofluorocarbures
BVR	Rapport volumique (<i>Built-in Volume Ratio</i>)

1. Introduction

Différentes architectures de systèmes de cogénération de froid et d'électricité (CFE) sont décrites dans la littérature. Un premier recensement des systèmes étudiés est proposé par Ayou et al. en 2013 [1]. Deux familles principales se distinguent : les architectures de cogénération en série [2]–[4] et celles en parallèle [5]–[7]. Les premières sont en générale plus performantes pour cogénérer simultanément du froid et de l'électricité tandis que les secondes offrent plus de flexibilité entre les différents modes de productions et sont plus faciles à mettre en œuvre car seuls deux niveaux de pression sont présents dans ces cycles. Indépendamment des architectures, le froid peut être produit en utilisant le principe des machines à absorption [3], [5], [6] ou celui des éjecteurs [2]. La combinaison des deux technologies est aussi envisagée dans plusieurs études [7], [8]. L'électricité est quant à elle produite par la détente du fluide de travail dans un expandeur (type volumique ou turbine) couplé à un générateur. Le développement d'expandeurs bénéficie notamment de l'étude récente des cycles de Rankine à fluide organique (ORC) [9].

La complexité des cycles CFE rend difficile la réalisation de prototype. Ainsi, seul un petit nombre de configurations ont été testées expérimentalement et certains composants, peu ou pas encore présents sur le marchés, y sont simulés avec des composants simplifiés [5]. En contrepartie, l'approche numérique est largement utilisée pour explorer les performances d'architectures innovantes. Les modèles physiques qui décrivent les différents composants des cycles thermodynamiques sont pour la plupart maîtrisés depuis plusieurs années et ont permis

la réalisation de nombreuses études numériques des cycles à absorption et des pompes à chaleur [10]. Les modèles d'expandeur sont cependant plus rares du fait que leur utilisation est relativement récente et que différentes technologies coexistent.

En 2009, l'équipe de Lemort et al. [11] propose un premier modèle d'expandeur de type scroll. Ce modèle semi-empirique intègre le détail de la physique liée à la détente du fluide dans un tel organe. Par ailleurs, dans les systèmes CFE couplant un cycle à absorption avec un expandeur, le gaz détendu dans l'expandeur est le plus souvent de l'ammoniac contenant des traces d'eau. A partir de données expérimentales, Mendoza et al. a ainsi développé une version simplifiée du modèle de Lemort pour un fonctionnement avec de l'ammoniac [12]. Le modèle est plus tard intégré dans un cycle CFE [6] et les performances d'un expandeur scroll sont alors calculées pour trois fluides de travail différents.

Dans la lignée de ces travaux, la présente étude vise à optimiser l'intégration des expandeurs dans les cycles CFE. Pour ce faire, des essais sont menés sur des dispositifs expérimentaux ORC et de machine à absorption. Les données récoltées servent ainsi à configurer un modèle numérique de cycle CFE parallèle intégrant notamment un modèle d'expandeur scroll détaillé. L'exploitation du modèle permet alors d'analyser l'influence de composants du cycle sur les performances des différents modes de production. Une attention particulière est portée aux interdépendances entre la physique régissant l'expandeur scroll et le cycle qui l'intègre. La compréhension du comportement du système dans sa globalité permet enfin d'identifier des optimisations d'architecture de cycle qui accroissent son rendement.

2. Description du cycle étudié

Le cycle CFE considéré dans cette étude est schématisé en Figure 1. Le fonctionnement est celui d'une machine à absorption eau-ammoniac à laquelle vient se coupler un expandeur en parallèle du circuit de production de froid.

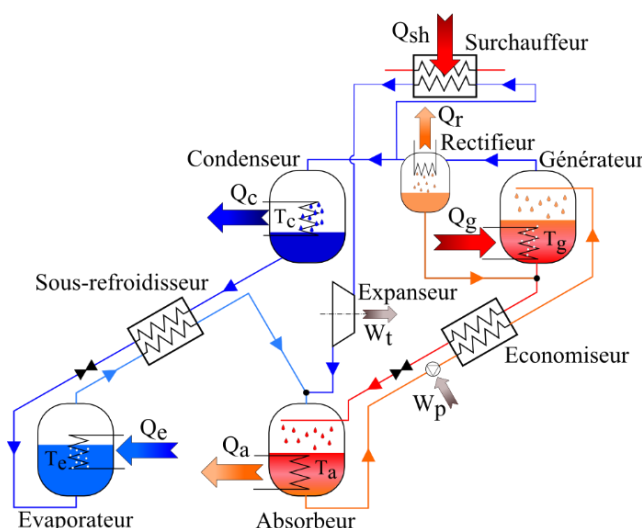


Figure 1 : Schéma du cycle CFE (configuration A)

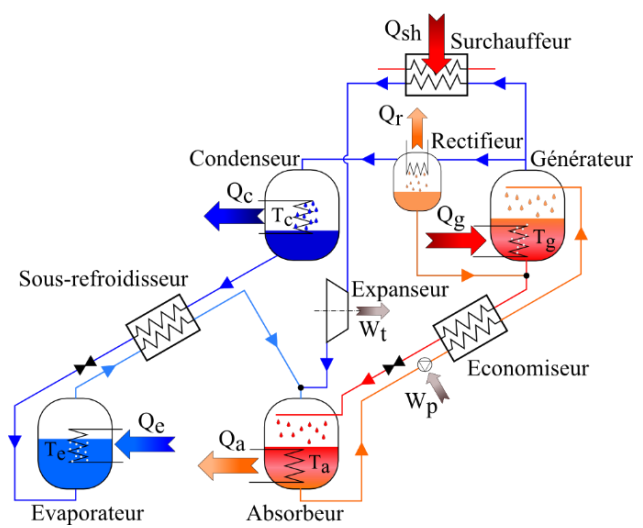


Figure 2 : Schéma du cycle CFE (configuration B)

Côté circuit de solution, une première ligne de solution riche en ammoniac circule de l'absorbeur vers le générateur et est montée en pression par une pompe. Une seconde ligne avec une vanne de détente ramène la solution pauvre à l'absorbeur. Un économiseur permet de préchauffer la solution riche avec la solution pauvre sortant du générateur.

En amont des lignes de production, un rectifieur permet de maximiser la teneur en ammoniac du gaz produit au générateur afin d'obtenir de meilleures performances pour la production de froid. L'ammoniac est alors réparti entre les deux circuits de production (Configuration A, Figure 1). Dans une configuration alternative du cycle, la rectification n'opère que sur la ligne de production de froid, la division des flux de production se faisant directement à la sortie du générateur (Configuration B, Figure 2). Les deux déclinaisons du cycle se retrouvent dans différentes architectures de la littérature [5], [6].

Côté production d'électricité, un surchauffeur fait monter la température du fluide afin de garantir qu'il reste à l'état de gaz tout au long de la détente. Dans l'expandeur scroll, le fluide est alors emprisonné et détendu dans des chambres expansives. En se déformant, celles-ci entraînent la rotation d'un arbre auquel est couplé une génératrice pour produire de l'électricité.

Côté production de froid, l'ammoniac est condensé grâce à un échange thermique avec une source de température intermédiaire (en général, l'ambient). Avant de prendre des calories à la source froide à l'évaporateur, le fluide est détendu pour atteindre sa température la plus basse. Un sous-refroidisseur permet de pré-refroidir l'ammoniac avant sa détente en utilisant l'ammoniac sortant de l'évaporateur.

Les flux des deux lignes de production se mélangent et sont finalement absorbés dans la solution pauvre grâce à un refroidissement par une source de température intermédiaire (la même que celle utilisée au condenseur).

3. Dispositifs expérimentaux

Deux plateformes d'essais sont nécessaires à la configuration des modèles : un banc ORC pour paramétrer le modèle d'expandeur scroll et une machine à absorption pour caractériser les autres composants du cycle CFE.

3.1. Banc ORC

Les expandeurs scroll assurent la détente continue d'un fluide dans une chambre fermée. Cette solution est ainsi très pertinente pour les applications de petites puissances caractérisées par des débits modérés [13]. Un expandeur scroll Air Squared® 1 kW (modèle E15H022A-SH) a été monté sur un banc ORC déjà existant [14]. Un préchauffeur a également été ajouté au dispositif initial pour augmenter la plage des conditions d'essais. Dans le détail, une pompe Hydra-Cell assure la circulation et la montée en pression du fluide. Un préchauffeur et un évaporateur lui transfèrent jusqu'à 18 kW d'énergie. Le fluide alors gazeux se détend dans l'expandeur scroll en entraînant un générateur. Enfin, une série de trois condenseurs alimentés par une même source froide permet de liquéfier le fluide avant son retour à la pompe.

L'ammoniac n'est pas compatible avec l'installation et ne peut donc pas être directement testé dans l'expandeur scroll. En revanche, le choix comme fluide de travail d'un autre fluide pur aux propriétés largement connues, rend possible le portage des résultats entre différents fluides [15]. Le choix se porte donc sur un HFC couramment utilisé dans l'industrie : le R-245fa. Ce réfrigérant présente le double avantage d'être un fluide pur et d'avoir déjà démontré sa capacité à produire de l'énergie par détente dans un expandeur [15], [16].

3.2. Machine à absorption

Pour caractériser les composants autres que l'expandeur dans le cycle CFE étudié, des essais sont réalisés sur une machine à absorption eau/ammoniac existante. Cette boucle à vocation expérimentale produit jusqu'à 5 kW de froid (compris entre -10 °C à 18 °C) à partir d'une

source de chaleur basse température (60 °C à 130 °C) et d'une source intermédiaire à température ambiante (15°C à 45°C). Les pressions de fonctionnement varient entre 8 et 20 bar côté haute pression et 2 et 6 bar côté basse pression. Les détails de la conception du dispositif ainsi que sa description détaillée ont fait l'objet d'une précédente publication [17]. De manière synthétique, le fonctionnement de la boucle est identique à celui du cycle CFE étudié et présenté précédemment, sans la ligne de production d'électricité parallèle à la production de froid. Les essais réalisés sur le dispositif permettent ainsi d'estimer les pincements, pertes de charge et efficacités associées aux différents composants également présents dans le cycle CFE.

4. Modèles numériques

4.1. Modèle d'expandeur scroll

Le modèle semi-empirique de Lemort [11] a été repris dans de nombreuses études pour explorer les différentes conditions de fonctionnement d'un expandeur scroll [12], [15]. Avantagusement, il estime quantitativement les performances d'un expandeur avec un nombre limité de conditions de fonctionnement (débit, pressions, températures) en entrée. Dans le détail, le modèle décompose le passage du fluide dans le scroll en sept transformations thermodynamiques distinctes auxquelles s'ajoutent les échanges mécaniques et thermiques du scroll avec son environnement. Les équations propres à chaque transformation et bilan sont détaillées dans la publication de référence [11].

Les différentes transformations sont impactées par les caractéristiques de l'expandeur, du fluide de travail et par les conditions d'opération. Les paramètres liés à la nature de l'expandeur sont listés dans le Tableau 1. A_{in} correspond à la section de passage du fluide en entrée d'expandeur ; $AU_{in,n}$, $AU_{out,n}$ et AU_{amb} sont les coefficients d'échange thermiques d'une paroi isotherme fictive avec, respectivement, le fluide avant détente, le fluide après détente et l'ambiant ; le BVR caractérise le taux de détente volumique ; A_{leak} représente l'aire totale de fuite liée au débit de fluide passant dans l'expandeur sans contribuer à la production d'énergie ; τ_{loss} est un coefficient de frottement mécanique. Tous ces paramètres sont déterminés en minimisant les écarts entre mesures expérimentales et calculs du modèle. A partir de 30 essais réalisés sur le banc ORC présenté précédemment, la réponse du scroll (production électrique, température de sortie et débit) a été mesurée pour un certain nombre de conditions d'opération étalées sur la plage de fonctionnement de l'expandeur. Les mêmes essais sont simulés numériquement à partir du modèle précédent en imposant quatre paramètres d'entrée : la vitesse de rotation du scroll, la température du fluide entrant et les pressions en amont et en aval de l'expandeur. La différence entre les résultats numériques et expérimentaux est quantifiée par l'erreur ε :

$$\varepsilon = \sum \left[\left(\frac{T_{out,exp} - T_{out,num}}{T_{out,exp}} \right)^2 + \left(\frac{W_{exp} - W_{num}}{W_{exp}} \right)^2 + \left(\frac{\dot{m}_{exp} - \dot{m}_{num}}{\dot{m}_{exp}} \right)^2 \right] \quad (1)$$

T_{out} [°C], \dot{W} [kW] et \dot{m} [kg/s] sont respectivement la température en sortie d'expandeur, la puissance produite et le débit massique de fluide. Les indices *exp* et *num* distinguent les grandeurs expérimentales des grandeurs calculées numériquement. Un algorithme génétique est utilisé pour minimiser cette erreur et déterminer la valeur des paramètres listés dans le Tableau 1. Pour apprécier la précision du modèle, une comparaison est faite entre les mesures expérimentales et les valeurs numériques recalculées à partir des paramètres nouvellement déterminés (Figure 3). On observe que les écarts sont inférieurs à 10 % pour 26 configurations sur les 30 étudiées, ce qui tend à valider cette approche numérique.

	A_{in}	$AU_{in,n}$	$AU_{out,n}$	AU_{amb}	BVR	A_{leak}	τ_{loss}
	mm ²	W/K	W/K	W/K	-	mm ²	N.m
R245fa	28	12	31,4	7,5	2,7	5,7	0,2
Ammoniac	28	6	14,7	7,5	1,9	5,7 (puis 1)	0,2

Tableau 1 : Propriétés du scroll déterminées à partir de données expérimentales (avec du R245fa). Les valeurs en gras identifient les modifications pour un fonctionnement avec l'ammoniac.

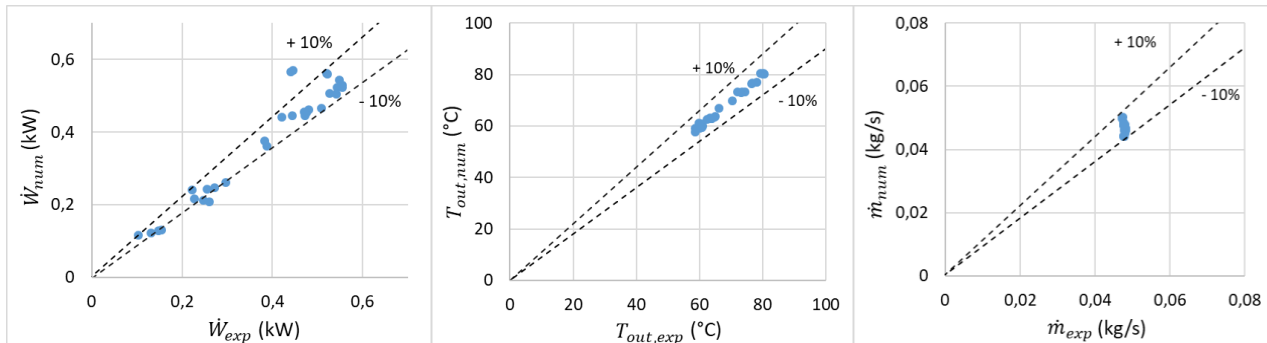


Figure 3 : Comparaison des estimations numériques (ordonnées) et des mesures expérimentales (abscisses) de \dot{W} , T_{out} et \dot{m}

Les coefficients d'échange thermique du modèle dépendent à la fois des propriétés du scroll et du fluide de travail. Afin de conserver la validité d'un modèle calibré sur un type d'expandeur scroll pour différents fluides, Giuffrida et al. [15] utilise les propriétés intrinsèques des fluides pour recalculer les coefficients d'échange thermique. Ainsi, les valeurs des coefficients d'échange $AU_{in,n}$ et $AU_{out,n}$ déterminés pour le R245fa prennent respectivement les valeurs de 6 W/K et 15,7 W/K avec l'ammoniac. L'étude d'un expandeur destiné à fonctionner avec de l'ammoniac demande également d'adapter sa géométrie pour être compatible avec les propriétés du fluide. Ainsi, le taux de détente de l'ammoniac étant sensiblement supérieur à celui du R245fa, le BVR est abaissé à 1,9 dans le modèle d'expandeur scroll.

Pour évaluer les performances de l'expandeur, son rendement est défini comme suit :

$$\eta_{expa} = \frac{\dot{W}}{\dot{m} \cdot \Delta h_{is}} \quad (2)$$

\dot{W} étant la puissance mécanique produite (transformée ensuite par un générateur en électricité), \dot{m} le débit d'ammoniac dans le scroll et Δh_{is} la variation d'enthalpie du fluide dans le scroll dans le cas d'une transformation isentropique (idéale).

4.2. Modèle cycle CFE complet

Un modèle numérique a été développé sur la base du prototype de machine à absorption présenté précédemment [17]. Pour chaque composant les équations de conservation de l'énergie et de la masse sont formulées. La modélisation des échangeurs thermiques est configurée avec les valeurs de pincement, de perte de charge et d'efficacité déterminées expérimentalement. Enfin l'hypothèse est faite que les fluides sont à saturation à la sortie de chaque échangeur (exceptée une surchauffe imposée en sortie d'évaporateur). A partir de cette configuration, le modèle prédit les performances et les états thermodynamiques du système pour des conditions de fonctionnement données (température ou puissance aux échangeurs et débit de solution).

Pour compléter le développement du cycle CFE, le modèle d'expandeur scroll est intégré au modèle de machine à absorption en parallèle du circuit de production de froid (cf. Figure 1). Le scroll est également précédé d'un surchauffeur modélisé sous la forme d'un apport de puissance

réglable au fluide. Afin de maîtriser la part de production de froid et d'électricité, un coefficient de séparation r_s est introduit pour diviser le flux de réfrigérant entre les deux lignes de production. Il est égal au rapport du débit massique d'ammoniac passant dans l'évaporateur sur le débit massique d'ammoniac produit au générateur.

Pour estimer le rendement de la production de froid du cycle CFE, le COP est défini ainsi:

$$COP = \frac{Q_{evap}}{Q_{gen} \cdot r_s} \quad (3)$$

Avec Q_{evap} la puissance thermique échangée à l'évaporateur et Q_{gen} celle au générateur.

Dans cette étude, le coefficient de séparation r_s est fixée à 0,5, l'ammoniac généré est ainsi équitablement distribué entre les deux lignes de production. Les températures de sources chaude, froide et intermédiaire sont respectivement fixée à 110 °C, 27 °C et 18 °C et une surchauffe de 5 °C est imposée en sortie d'évaporateur. Enfin, le débit de solution riche est paramétré à 0.028 kg/s et le surchauffeur délivre 3 kW de puissance thermique.

5. Résultats

Une première analyse se concentre sur le fonctionnement de l'expandeur scroll dans les conditions d'opération du cycle CFE. Les rendements du cycle complet sont ensuite déterminés et une étude comparative est faite entre les configurations présentées en Figure 1 et Figure 2.

5.1. Performance du scroll dans les conditions de fonctionnement du cycle CFE

Dans un cycle à absorption classique, le débit d'ammoniac produit au générateur correspond à 20-30 % du débit de solution riche [10]. Des essais sur la boucle à absorption permettent d'évaluer un débit maximum de fluide traversant l'expandeur de l'ordre de 0,01 kg/s. La production d'énergie mécanique avec de l'ammoniac est calculée en fonction du débit (Figure 4). Afin de mettre en évidence la sensibilité des performances du scroll aux faibles débits imposés par le cycle CFE ($\sim 0,01$ kg/s), l'étude se concentre sur l'influence des paramètres sensibles suivants : la variation de pression dans l'expandeur ΔP et l'aire de fuite A_{leak} . On constate que pour une aire de fuite équivalente à celle déterminée pour l'expandeur installé sur le banc ORC (courbes pleines), la production d'énergie est faible voire nulle pour des débits inférieurs à 0,01 kg/s. En effet, dans cette configuration, les fuites internes sont trop importantes comparativement au débit d'ammoniac et le scroll n'est pas entraîné. Cet effet est d'autant plus accentué que le différentiel de pression dans le scroll est élevé (courbes en gras).

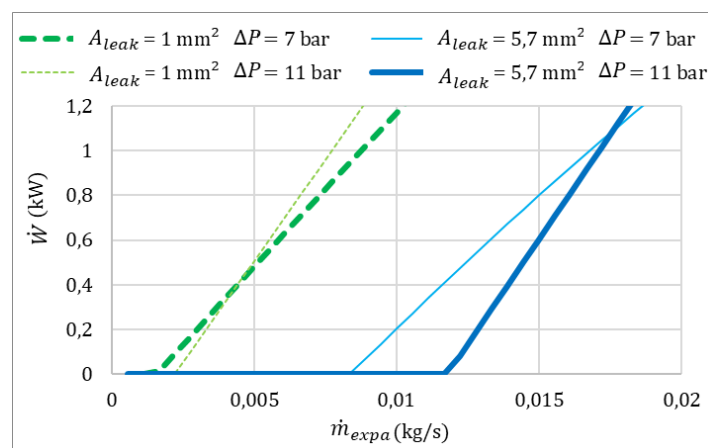


Figure 4 : Puissance mécanique produite par l'expandeur scroll en fonction de l'aire de fuite et de la variation de pression dans l'expandeur

Avec une aire de fuite réduite à 1 mm^2 , le débit nécessaire à une production significative d'énergie ($> 200 \text{ W}$) est abaissé à $0,003 \text{ kg/s}$ (courbes en pointillés). L'aire de fuite étant directement liée au rendement volumique des expandeurs scroll, ce résultat illustre la nécessité de concevoir des expandeurs d'une grande efficacité pour le développement des cycles CFE de petite capacité. L'aire de fuite réduite est conservée pour la suite de l'étude ($A_{leak} = 1 \text{ mm}^2$).

5.2. Etude d'impact de la position du rectifieur dans le cycle CFE

Pour confronter les deux configurations de cycles introduites précédemment, la présente étude analyse l'action du rectifieur sur les performances du cycle. En abaissant la température du gaz produit au générateur, le rectifieur va condenser les traces d'eau restantes dans l'ammoniac et les rediriger vers la solution pauvre. Ainsi, le rectifieur va réduire la teneur en eau de l'ammoniac, mais aussi réduire le débit dans les lignes de production en aval. Pour quantifier l'influence globale de la rectification sur les rendements du cycle, la Figure 5 présente, pour les deux configurations, le rendement de l'expandeur (équation 2) et le COP (équation 3) de la production de froid en fonction du titre massique d'ammoniac à l'évaporateur.

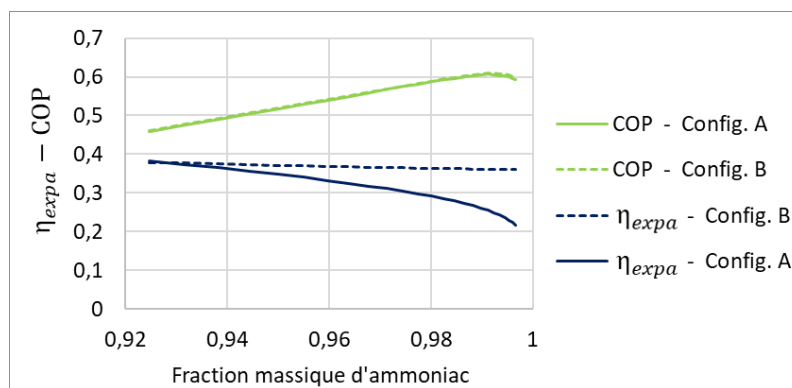


Figure 5 : Rendement de l'expandeur et COP de la production de froid en fonction du titre massique d'ammoniac à l'évaporateur pour les deux configurations.

L'utilité du rectifieur est confirmée pour la production de froid puisque le COP augmente jusqu'à un optimum correspondant à une teneur en ammoniac de 99,2 %. De plus, on observe que le COP est assez logiquement peu affecté par la configuration du cycle puisque dans les deux configurations le rectifieur est toujours en amont de la ligne de production de froid.

Côté production électrique, la rectification de l'ammoniac avant son passage dans l'expandeur (configuration A) entraîne une nette diminution du rendement de l'expandeur. Une rectification optimale pour la production de froid (taux d'ammoniac de 99,2%), induit une diminution du rendement de l'expandeur de 34 %. Cette tendance ne se retrouve pas lorsque l'ammoniac entrant dans l'expandeur n'est pas rectifié (configuration B). La diminution du rendement de l'expandeur se limite alors à 5% et s'explique par la réduction de la pression haute du cycle qui est liée au taux de rectification opérant sur la ligne de production de froid. Finalement, ce résultat permet d'établir que la perte de performance imputable à la présence de vapeur d'eau dans le fluide de travail est moins importante que celle due à la réduction du débit engendrée par la rectification.

A noter que d'autres contraintes (cycle CFE série, générateur-rectifieur combiné, ...) peuvent favoriser le choix d'une configuration moins optimale (type configuration A). La comparaison quantifiée présentée dans cette étude peut alors servir de référence pour arbitrer entre différents choix d'architectures.

6. Conclusion

Parmi les architectures de cycles CFE en cours de développement, celles en parallèles sont les plus polyvalentes et les plus simples à mettre en œuvre mais sont jusqu'ici peu étudiées. Pour contribuer au développement de ces systèmes, un modèle numérique complet de cycle CFE parallèle a été développé et configuré à partir d'essais sur deux dispositifs expérimentaux : un banc ORC pour caractériser un expandeur scroll et une machine à absorption pour paramétrer le reste du cycle.

Les premiers résultats de simulations ont rapidement mis en évidence l'importance d'utiliser un modèle d'expandeur détaillé pour quantifier la physique intrinsèque aux écoulements dans le scroll. Il est ainsi montré que dans les conditions d'opération d'une machine de petite capacité, les faibles débits imposent l'utilisation d'expandeurs à haut rendement volumique. Enfin, une analyse centrée sur le rôle et la position du rectifieur dans le cycle met en évidence son influence sur les performances de la production d'électricité. Ce résultat introduit un nouveau critère pour l'optimisation d'architecture de cycle.

Références

- [1] D. S. Ayou, J. C. Bruno, R. Saravanan, and A. Coronas, "An overview of combined absorption power and cooling cycles," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 21. Elsevier, pp. 728–748, 2013.
- [2] A. Khaliq, "Energetic and exergetic performance investigation of a solar based integrated system for cogeneration of power and cooling," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 112, pp. 1305–1316, 2017.
- [3] J. Muye, D. S. Ayou, R. Saravanan, and A. Coronas, "Performance study of a solar absorption power-cooling system," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 97, pp. 59–67, 2016.
- [4] F. Xu, D. Yogi Goswami, and S. S. Bhagwat, "A combined power/cooling cycle," *Energy*, vol. 25, no. 3, pp. 233–246, 2000.
- [5] G. P. Kumar, R. Saravanan, and A. Coronas, "Experimental studies on combined cooling and power system driven by low-grade heat sources," *Energy*, vol. 128, pp. 801–812, 2017.
- [6] L. C. Mendoza, D. S. Ayou, J. Navarro-Esbrí, J. C. Bruno, and A. Coronas, "Small capacity absorption systems for cooling and power [...]," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 72, no. 2, pp. 258–265, 2014.
- [7] J. Wang, Y. Dai, T. Zhang, and S. Ma, "Parametric analysis for a new combined power and ejector-absorption refrigeration cycle," *Energy*, vol. 34, no. 10, pp. 1587–1593, 2009.
- [8] G. K. Alexis, "Performance parameters for the design of a combined refrigeration and electrical power cogeneration system," *Int. J. Refrig.*, vol. 30, no. 6, pp. 1097–1103, 2007.
- [9] N. Tauveron, S. Colasson, and J. A. Gruss, "Available systems for the conversion of waste heat to electricity," in *Proceedings of the ASME 2014 IMEC&E*, 2014, pp. 1–12.
- [10] K. Herold, R. Radermacher, and S. Klein, "Absorption Chillers and Heat Pumps, Second Edition," 2016.
- [11] V. Lemort, S. Quoilin, C. Cuevas, and J. Lebrun, "Testing and modeling a scroll expander integrated into an Organic Rankine Cycle," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 29, no. 14–15, pp. 3094–3102, 2009.
- [12] L. C. Mendoza, J. Navarro-Esbrí, J. C. Bruno, V. Lemort, and A. Coronas, "Characterization and modeling of a scroll expander [...]," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 70, no. 1, pp. 630–640, 2014.
- [13] O. Dumont, R. Dickes, and V. Lemort, "Experimental investigation of four volumetric expanders," *Energy Procedia*, vol. 129, pp. 859–866, 2017.
- [14] A. Landelle, N. Tauveron, R. Revellin, P. Haberschill, S. Colasson, and V. Roussel, "Performance investigation of reciprocating pump [...] for ORC," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 113, pp. 962–969, 2017.
- [15] A. Giuffrida, "Modelling the performance of a scroll expander for small organic Rankine cycles when changing the working fluid," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 70, no. 1, pp. 1040–1049, 2014.
- [16] S. Declaye, S. Quoilin, L. Guillaume, and V. Lemort, "Experimental study on an open-drive scroll expander [...] with R245fa as working fluid," *Energy*, vol. 55, pp. 173–183, 2013.
- [17] F. Boudéhenn, H. Demasles, J. Wyttenbach, X. Jobard, D. Chèze, and P. Papillon, "Development of a 5 kW cooling capacity [...] for solar cooling applications," *Energy Procedia*, vol. 30, pp. 35–43, 2012.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergie Alternatives (CEA) et à Carnot Énergies du Futur qui ont supporté ces travaux.

Système hybride de récupération de chaleur appliqué sur générateurs d'électricité - Effet de la charge du générateur

Hassan JABER^{1,2}, Jalal FARAJ^{1,3}, Mohamad RAMADAN¹, Thierry LEMENAND² et Mahmoud KHALED^{1,4,*}

¹ Energy and Thermofluid Group, International University of Beirut BIU, Beirut, Lebanon

² LARIS, EA 7315, UNIV Angers, ISTIA, Angers, France

³ Université libanaise, faculté de technologie, Saida, Liban

⁴ University Paris Diderot, Sorbonne Paris Cite, Interdisciplinary Energy Research Institute (PIERI), Paris, France

* (auteur correspondant: mahmoud.khaled@liu.edu.lb)

Résumé - L'objectif principal de cette étude est d'étudier l'effet de la modification de la charge du générateur sur la température de l'eau et la puissance générée par un système hybride de récupération de chaleur appliqué sur les gaz d'échappement d'un générateur d'électricité. Sachant que 100 générateurs thermoélectriques (GTE) sont utilisés, les résultats montrent que l'eau est chauffée à 47°C et 141 W d'électricité sont produits lorsque la charge du générateur est de 10 kW. La température d'eau chaude augmente jusqu'à 97°C et la puissance générée par les GTEs augmente jusqu'à 1412 W lorsque la charge du générateur est de 38 kW (14,12 W par GTE).

1. Introduction

Les éléments moteurs de la recherche de nouvelles sources d'énergie reposent sur l'épuisement énergétique, le coût élevé de l'énergie et les lois strictes en matière d'énergie adoptées par les gouvernements. Le taux de croissance de la population mondiale est de 1,2% et devrait atteindre 8,9 milliards en 2050, ce qui implique certainement un taux de croissance élevé et croissant de la demande en énergie. La gestion de l'énergie, la durabilité et les énergies renouvelables sont d'excellentes solutions envisagées pour remédier à l'augmentation d'énergie car les nouvelles solutions adoptées doivent être durables afin de répondre à la demande en énergie des générations futures. L'énergie renouvelable a été définie comme l'une des meilleures solutions à ces problèmes. Cependant, ces technologies sont limitées par le temps, le lieu et la disponibilité. Le solaire [1-8], l'éolien [9], la biomasse [10], la géothermie [11], l'hydroélectricité sont les principaux types d'énergies renouvelables [12] exposés à de nombreuses études et recherches. La récupération d'énergie [13-20] apparaît également comme une solution adéquate pour une utilisation maximale de l'énergie. Elle consiste en une réutilisation de l'énergie dissipée dans l'environnement. Cette technologie offre une nouvelle source d'énergie, réduit les émissions polluantes et augmente l'efficacité d'utilisation de l'énergie.

Khaled et al. [18] ont réalisé une étude théorique et expérimentale sur un système de récupération de chaleur. Le système appelé réservoir multi-tubes permet aux gaz d'échappement de pénétrer dans les multi-tubes qui passent dans un réservoir d'eau. Nous avons examiné deux cas dans lesquels les gaz d'échappement pénètrent dans les tubes ou s'écoulent du côté inférieur du réservoir afin d'étudier l'effet des tubes sur la quantité de chaleur transférée à l'eau. De plus, l'effet de la quantité de combustible brûlé est étudié. Les résultats montrent que pendant une heure, la température de l'eau augmente de 68°C lorsque les tubes sont ouverts et de 38°C lorsque les tubes sont fermés.

Rares sont les études sur les systèmes hybrides de récupération de chaleur qui utilisent les gaz d'échappement pour chauffer l'eau et générer de l'électricité. Jaber et al. [21] ont réalisé une étude thermique mathématique sur un système de récupération de chaleur hybride utilisant les gaz d'échappement pour chauffer de l'eau et générer de l'électricité à l'aide de générateurs thermoélectriques (GTE). L'effet de la modification de l'emplacement des GTEs sur le système de récupération de chaleur est examiné. Les GTEs sont situés dans les parois internes ou externes du tube ou du réservoir. Les résultats obtenus montrent que plus les GTEs sont situés près des gaz d'échappement, plus la puissance générée et le rendement de conversion énergétique des GTEs augmentent. En plus de cela, l'eau peut être chauffée jusqu'à 76°C et environ 34,8 W d'électricité sont générés lorsque les GTEs sont situés à l'intérieur du tube. La température de l'eau augmente lorsque l'emplacement des GTEs s'éloigne davantage des gaz d'échappement. Tandis que lorsque les GTEs sont placés sur toutes les surfaces, la température de l'eau monte à 81°C et une puissance électrique d'environ 52 W est générée. Une étude économique et environnementale montre que l'emplacement des GTEs n'affecte pas la quantité de CO₂ réduite (6 tonnes / an) et qu'un tel système nécessite un an et huit mois pour en rembourser le coût.

Jaber et al. [14] ont étudié l'effet de la température des gaz d'échappement sur les performances du système de récupération de chaleur hybride. Les gaz d'échappement entrent dans un échangeur à récupération de chaleur qui utilise l'énergie thermique capturée par les gaz pour chauffer l'eau et générer de l'électricité. Une modélisation thermique du système est présentée. Les principaux résultats obtenus montrent que, lorsque la température des gaz d'échappement augmente, les températures au niveau de chaque couche du système augmentent, ainsi que la puissance générée par les GTEs. Lorsque la température des gaz d'échappement est doublée, la puissance générée est multipliée par cinq. Toujours dans le contexte d'optimisation du système hybride de récupération de chaleur proposé par Jaber et al. [13, 20], ce papier traite les effets de la modification de la charge d'un générateur d'électricité sur la température de l'eau et la puissance produite. L'étude est réalisée sur les gaz d'échappement d'un moteur diesel.

2. Système hybride de récupération de la chaleur

La grande quantité d'énergie thermique dissipée, particulièrement dans les gaz d'échappement des générateurs d'électricité, incite les ingénieurs à rechercher les moyens de récupérer une bonne partie de cette énergie. Un système à un ou plusieurs étages de récupération de chaleur a été proposé et étudié [14, 21]. Ce système hybride de récupération de chaleur traite de la cogénération d'eau chaude sanitaire et de la production d'électricité à l'aide de générateurs thermoélectriques GTEs. La figure 1 montre un schéma du système hybride dans lequel les gaz d'échappement entrent dans un réservoir tubulaire concentrique. Sur la paroi interne du tube de cuivre, une couche de GTEs est placée dans le but de produire de l'électricité. L'eau entoure le tube de cuivre qui tire sa chaleur des gaz d'échappement vers les GTEs et ensuite vers l'eau. L'eau à l'intérieur du réservoir ne bouge pas jusqu'à ce qu'elle atteigne une température spécifique qui simule un système de contrôle pour ouvrir une vanne de contrôle du débit permettant à de l'eau froide d'entrer et de transférer de l'eau chaude dans un réservoir de stockage ou une utilisation directe.

Les générateurs thermoélectriques GTEs [22-26] sont des dispositifs passifs qui convertissent directement l'énergie thermique en énergie électrique [27]. Les GTEs sont placés pour récupérer la chaleur des gaz d'échappement dans l'eau. Lorsqu'une différence de température est appliquée sur les côtés du GTE, une énergie électrique est produite. Les GTEs sont placés au niveau du tube interne, c'est-à-dire en contact direct avec les gaz

d'échappement, afin de maximiser la production d'énergie basée sur [21]. La figure 2 présente un schéma d'un GTE constitué de semi-conducteurs de type P et N. Les principaux avantages des générateurs thermoélectriques sont résumés par leur simplicité, leur entretien minimal et leur fiabilité. Cependant, ils présentent un faible rendement de conversion énergétique [27].

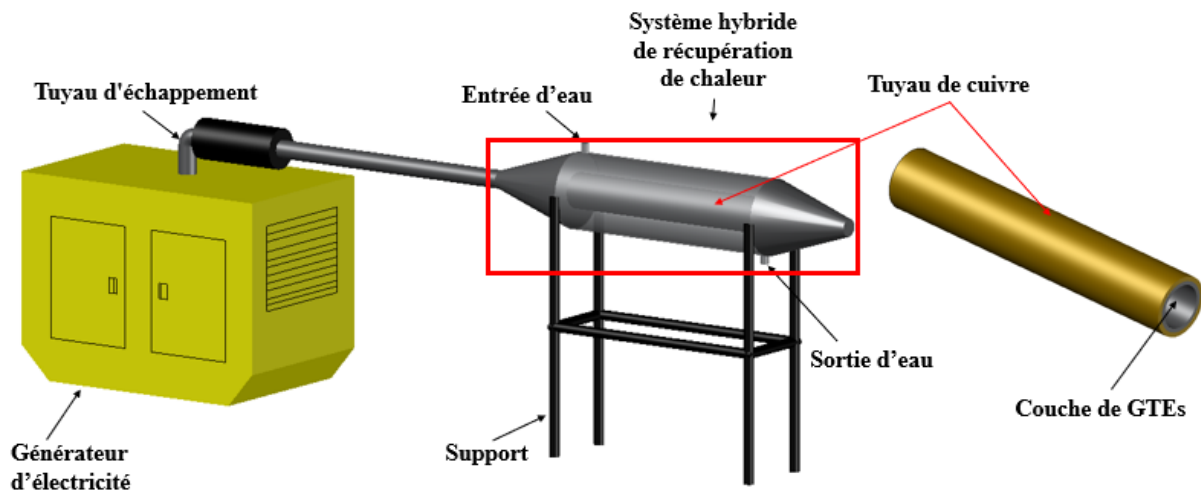


Figure 1 : *Système hybride de récupération de chaleur appliqué à l'échappement d'un générateur électrique.*

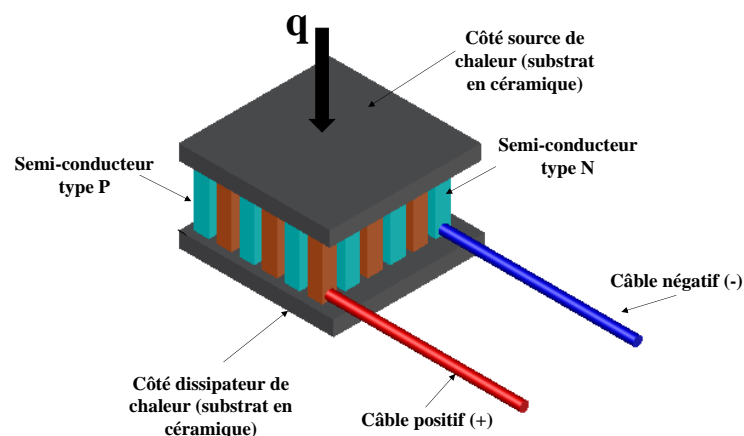


Figure 2 : *Générateur thermoélectrique.*

3. Modélisation thermique du système

Pour analyser l'effet de la charge du générateur sur la température de l'eau et la puissance produite par les GTEs, une modélisation thermique du système est effectuée. Le système est représenté par un modèle de résistance thermique. Certaines hypothèses sont utilisées pour simplifier les calculs. Le flux de chaleur est supposé être un flux unidimensionnel à l'état d'équilibre. Les températures des gaz d'échappement et de l'air sont considérées constantes. De plus, la température des gaz d'échappement est constante sur le système (direction longitudinale) et le même GTE est utilisé pour toutes les températures des gaz d'échappement. La figure 3 présente la modélisation thermique par résistance du système. Il présente un modèle à sept résistances thermiques. À partir des gaz d'échappement chauds, le transfert de chaleur se fait par convection entre les gaz d'échappement et le GTE. Ensuite, la chaleur passe par le GTE jusqu'à la paroi du tube par conduction. Au niveau de la paroi externe du tube, un transfert de chaleur se produit vers l'eau par convection, l'eau fournissant de la chaleur à la paroi interne du réservoir par convection. Un transfert de chaleur par conduction

se produit au niveau de la paroi du réservoir. Enfin, la chaleur est dissipée dans l'air ambiant par convection.

La quantité de chaleur q transférée des gaz d'échappement vers l'air ambiant est exprimée par l'équation suivante :

$$q = \frac{\Delta T}{R_{totale}} = \frac{T_g - T_a}{R_{totale}} \quad (1)$$

où T_g et T_a sont respectivement les températures des gaz d'échappement et de l'air ambiant.

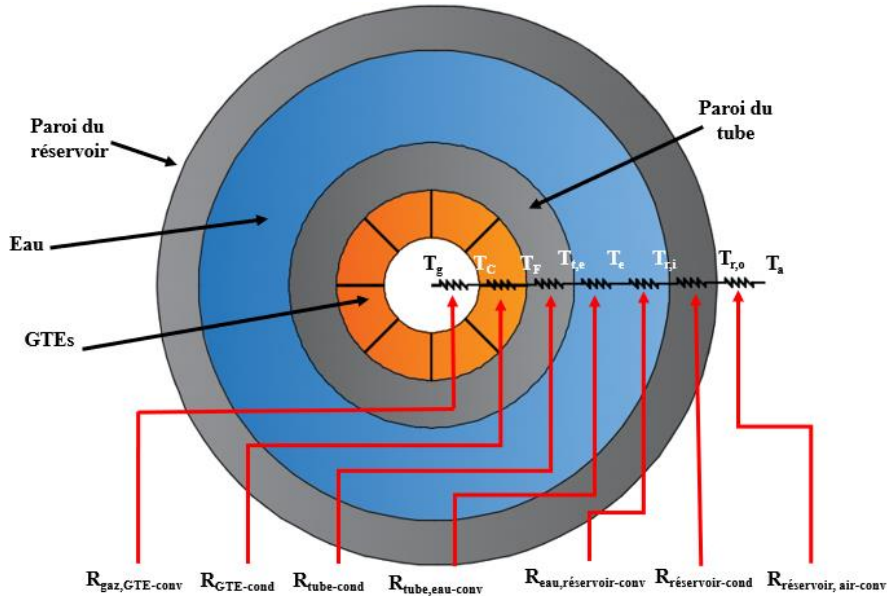


Figure 3 : Modèle à résistances thermiques du système hybride de récupération de la chaleur.

R_{totale} est la résistance totale du système qui correspond à la somme des sept résistances thermiques comme suit :

$$R_{totale} = \sum_{i=1}^7 R_n = R_{gaz,GTE-conv} + R_{GTE-cond} + R_{tube-cond} + R_{tube,eau-conv} + R_{eau,réservoir-conv} + R_{réservoir-cond} + R_{réservoir,air-conv} \quad (2)$$

où $R_{gaz,GTE-conv}$, $R_{tube,eau-conv}$, $R_{eau,réservoir-conv}$, $R_{réservoir,air-conv}$ sont les résistances thermiques de convection respectivement entre les gaz d'échappement et le tube, le tube et l'eau, l'eau et le réservoir, et le réservoir et l'air ambiant. $R_{GTE-cond}$, $R_{tube-cond}$, $R_{réservoir-cond}$ sont les résistances thermiques de conduction dans le GTE, tube, et réservoir respectivement.

Les différentes résistances thermiques sont calculées comme suit :

$$R_{gaz,tube-conv} = \frac{1}{h_g(2\pi(r_{t,i}-e)L)} \quad (3)$$

$$R_{tube,eau-conv} = \frac{1}{h_e(2\pi r_{t,e}L)} \quad (4)$$

$$R_{eau,réservoir-conv} = \frac{1}{h_e(2\pi r_{r,i}L)} \quad (5)$$

$$R_{réservoir,air-conv} = \frac{1}{h_a(2\pi r_{r,e}L)} \quad (6)$$

$$R_{GTE-cond} = \frac{\ln\left(\frac{r_{t,i}}{r_{t,i}-e}\right)}{2\pi k_{GTE}L} \quad (7)$$

$$R_{tube-cond} = \frac{\ln\left(\frac{r_{t,o}}{r_{t,i}}\right)}{2\pi k_t L} \quad (8)$$

$$R_{réservoir-cond} = \frac{\ln\left(\frac{r_{r,o}}{r_{r,i}}\right)}{2\pi k_r L} \quad (9)$$

où h_g , h_e , et h_a sont les coefficients de transfert thermique par convection des gaz d'échappement, de l'eau, et de l'air respectivement. k_{GTE} , k_t , et k_r sont les conductivités thermiques du GTE, du tube, et du réservoir respectivement. $r_{t,i}$ et $r_{t,e}$ sont les rayons interne et externe du tube. $r_{r,i}$ et $r_{r,e}$ sont les rayons interne et externe du réservoir. e est l'épaisseur du GTE. Après avoir estimé la résistance totale, la quantité de chaleur transférée est évaluée à l'aide de l'équation (1), puis la température à chaque section du système est estimée par l'équation suivante :

$$T_{sec} = T_{sec-pre} - qR_{sec} \quad (10)$$

où T_{sec} et $T_{sec-pre}$ sont les températures de la section considérée et de la section qui précède la section considérée respectivement. R_{sec} est la résistance thermique de la section considérée.

La puissance électrique générée par un GTE est calculée en utilisant l'équation ci-dessous :

$$P_{GTE} = \left(\frac{P}{\Delta T^2}\right)_{ref} (\Delta T_{GTE})^2 \quad (11)$$

où ΔT_{GTE} est la différence de température entre les deux parois du GTE. La puissance totale produite par les générateurs thermoélectriques $P_{GTE,totale}$ est la somme de toutes les puissances produites par les GTEs :

$$P_{GTE,totale} = P_{GTE} N_{GTE} \quad (12)$$

où N_{GTE} est le nombre de générateurs thermoélectriques placés sur la paroi interne du tube.

4. Etude de cas et résultats

Pour réaliser l'étude de cas, un moteur diesel à 4 cylindres à refroidissement par eau «13 Toyota» [28] est considéré. La température des gaz d'échappement est mesurée pour neuf charges différentes, résumées dans le tableau 1.

Charge (kW)	Charge (kVA)	Température des gaz d'échappement (°C)
7,5	10	180
10	12	220
15	18	270
20	25	325
25	30	385
30	37	460
35	43	555
37.5	47	620
38	50	640

Tableau 1 : Caractéristiques du générateur électrique considéré [27].

Le système hybride de récupération de chaleur est composé de 100 GTEs et d'un réservoir d'eau de 187 litres. Le nombre de GTE ajoutés couvre toute la surface interne du tube (1 m de long). Les principaux paramètres nécessaires pour appliquer les équations (1) à (5) sont récapitulés dans le tableau 2. Les conductivités thermiques ainsi que les coefficients d'échange thermique sont déterminés à une température égale à la température moyenne des gaz d'échappement calculée sur la base des valeurs reportées dans le tableau 1, soit 400 °C.

Paramètre	Valeur	Unité
Rayon interne du tube	0,049	m
Rayon externe du tube	0,050	m
Rayon interne du réservoir	0,249	m
Rayon externe du réservoir	0,250	m
Longueur du réservoir	1	m
Conductivité thermique du GTE	0.250	W/m.K
Conductivité thermique du tube (Cuivre)	401	W/m.K
Conductivité thermique du réservoir (Fer)	80	W/m.K
Coefficient convectif des gaz d'échappement [29]	64	W/m ² .K
Coefficient convectif de l'eau [29]	25	W/m ² .K
Coefficient convectif de l'air [29]	80	W/m ² .K
Epaisseur du GTE	0,005	m
Surface du GTE	0,0031	m ²
Température ambiante	25	°C
(P/ΔT ²) référence	0,00065	W/k ²

Tableau 2 : Paramètres principaux du système hybride de récupération de chaleur.

La figure 4 montre l'évolution des différentes températures en fonction de la charge du générateur. À mesure que la charge du générateur augmente, la température augmente à chaque section. Nous remarquons un changement important de température au niveau du GTE lorsque la charge est modifiée, T_c (Température à la face chaude du GTE) atteint plus de 500°C à la charge maximale du générateur (38 kW), ce qui entraîne une forte augmentation de la puissance produite par les GTEs. La température de l'eau T_e augmente de 43°C à 97°C lorsque la charge augmente de 7,5 kW à 38 kW. Les augmentations de température sont sensiblement proportionnelles à l'augmentation de la charge du générateur jusqu'à environ 30 kW, et au-delà de cette valeur, l'augmentation de température est légèrement accélérée, indiquant une diminution du rendement du générateur et une meilleure récupération de l'énergie.

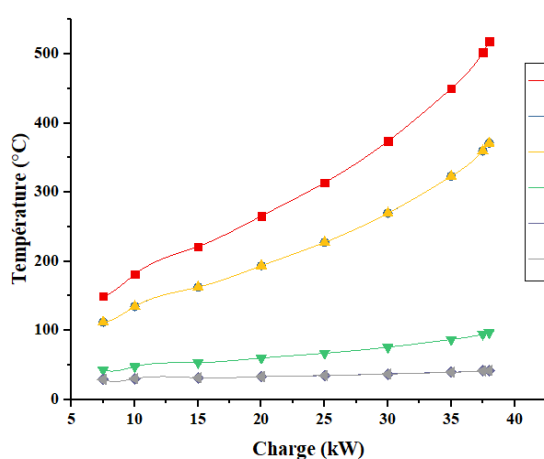


Figure 4 : Température à chaque section en fonction de la charge du générateur.

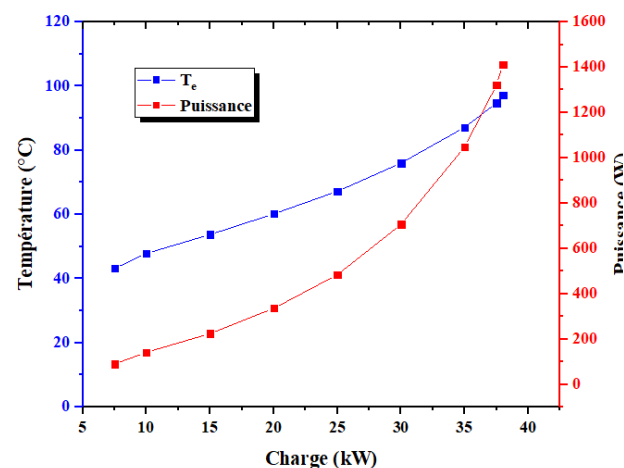


Figure 5 : Température de l'eau et puissance totale produite par les GTEs.

La figure 5 montre la température de l'eau et la puissance totale produite en fonction de la charge du générateur. À mesure que la charge augmente, la température de l'eau et la puissance totale produite augmentent. Lorsque la charge du générateur est de 10 kW, la température de l'eau est de 47°C et la puissance produite par les GTEs est de 141 W. Tandis que, lorsque la charge du générateur est augmentée à 38 kW, la température de l'eau atteint

97°C et les GTEs génèrent 1412 W, soit 14,12 W par GTE. Comme l'équation (11) le mentionne, la puissance produite par les GTE est proportionnelle au carré de la différence de température, ceci conduit à la forte augmentation de la puissance générée puisque la puissance générée est multipliée par 10, lorsque la charge augmente de 10 à 38 kW.

5. Conclusion

Cette communication traite du chauffage de l'eau et de la production d'électricité au moyen d'un système hybride de récupération de chaleur. Les effets de la modification de la charge du générateur sur la température de l'eau et la puissance électrique produite sont principalement étudiés. Les résultats montrent que lorsque la charge augmente, la température de l'eau et la puissance produite augmentent. Un tel système est capable de produire de l'eau chaude à 47°C et une énergie électrique de 141 W pour un générateur électrique de 10 kW avec 100 GTEs utilisés. Cela passe à 97°C d'eau chaude et à 1412 W d'énergie électrique lorsque le générateur électrique de 38 kW est utilisé avec le même nombre de GTEs.

Références

- [1] A. Herez, M. Ramadan, B. Abdulhay, and M. Khaled, Short review on solar energy systems, *AIP Conference Proceedings* 2016;1758,1:10.1063/1.4959437.
- [2] Y. Agrouaz, T. Bouhal, A. Allouhi, T. Kousksou, A. Jamil, and Y. Zeraouli, Energy and parametric analysis of solar absorption cooling systems in various Moroccan climates, *Case Studies in Thermal Engineering*, 9 (2017), 28-39.
- [3] H. Semmari, A. LeDenn, F. Boudéhenn, J. Praene, F. Lucas, and O. Marc, Case study for experimental validation of a new presizing tool for solar heating, cooling and domestic hot water closed systems, *Case Studies in Thermal Engineering*, 10 (2017), 272-282.
- [4] G. Mokhtar, B. Boussad, and S. Noureddine, A linear Fresnel reflector as a solar system for heating water: Theoretical and experimental study, *Case Studies in Thermal Engineering*, 8 (2016), 176-186.
- [5] D. Bishoyi and K. Sudhakar, Modeling and performance simulation of 100 MW PTC based solar thermal power plant in Udaipur India, *Case Studies in Thermal Engineering*, 10 (2017), 216-226.
- [6] F. Hachem, B. Abdulhay, M. Ramadan, H. El Hage, M. Gad El Rab, and M. Khaled, Improving the performance of photovoltaic cells using pure and combined phase change materials – Experiments and transient energy balance, *Renewable Energy*, 107 (2017), 567-575.
- [7] M. Ramadan, M. Khaled, H.S. Ramadan, and M. Becherif, Modeling and sizing of combined fuel cell- thermal solar system for energy generation, *International Journal of Hydrogen Energy*, 41 (2016), 19929–19935.
- [8] A. El Mays, R. Ammar, M. Hawa, M. Abou Akroush, F. Hachem, M. Khaled, and M. Ramadan, Improving Photovoltaic Panel Using Finned Plate of Aluminum, *Energy Procedia*, 119 (2017), 812-817.
- [9] T. Abbasi, M.Premalath, T. Abbasi, S. A.Abbasit, Wind energy: Increasing deployment, rising environmental concerns, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 31 (2014) 270-288.
- [10] T. Srinivas and B.V. Reddy, Hybrid solar–biomass power plant without energy storage, *Case Studies in Thermal Engineering*, 2 (2014), 75-81.
- [11] A. Herez, M. Khaled, R. Murr, A. Haddad, H. Elhage, and M. Ramadan, Using Geothermal Energy for cooling - Parametric study, *Energy Procedia*, 119 (2017), 783-791.
- [12] G.B. Upton and B.F. Snyder, Funding renewable energy: An analysis of renewable portfolio standards, *Energy Economics*, 66 (2017), 205-216.

- [13] A. Nemati, H. Nami, F. Ranjbar, and M. Yari, A comparative thermodynamic analysis of ORC and Kalina cycles for waste heat recovery: A case study for CGAM cogeneration system, *Case Studies in Thermal Engineering*, 9 (2017), 1-13.
- [14] H. Jaber, M. Khaled, T. Lemenand, J. Faraj, H. Bazzi, and M. Ramadan, Effect of Exhaust Gases Temperature on the Performance of a Hybrid Heat Recovery System, *Energy Procedia*, 119 (2017), 775-782.
- [15] M. Khaled, M. Ramadan, and H. El Hage. Parametric Analysis of Heat Recovery from Exhaust Gases of Generators, *Energy Procedia*, 75 (2015), 3295-3300.
- [16] M. Khaled and M. Ramadan, Study of the thermal behavior of multi concentric tube tank in heat recovery from chimney – Analysis and optimization, *Heat Transfer Engineering*, 8 (2018), 1-11.
- [17] M. Ramadan, M. Gad El Rab, and M. Khaled, Parametric analysis of air-water heat recovery concept applied to HVAC systems: Effect of mass flow rates, *Case Studies in Thermal Engineering*, 6 (2015), 61-68.
- [18] M. Khaled, M. Ramadan, K. Chahine, and A. Assi, Prototype implementation and experimental analysis of water heating using recovered waste heat of chimneys, *Case Studies in Thermal Engineering*, 5 (2015), 127-133.
- [19] M. Khaled, M. Ramadan, and H. El Hage, Parametric analysis of heat recovery from exhaust gases of generators, *Energy Procedia*, 75 (2015), 3295-3300.
- [20] H. Jaber, M. Khaled, T. Lemenand, and M. Ramadan, Short review on heat recovery from exhaust gas, *AIP Conference Proceedings* 2016; 1758: 10.1063/1.4959441.
- [21] H. Jaber, M. Ramadan, T. Lemenand, and M. Khaled. Domestic thermoelectric cogeneration system optimization analysis, energy consumption and CO₂ emissions reduction, *Applied Thermal Engineering*, 130 (2018), 279–295.
- [22] W. Li, M.C. Paul, J. Siviter, A. Montecucco, A.R. Knox, T. Sweet, G. Min, H. Baig, T.K. Mallick, G. Han, D.H. Gregory, F. Azough, and R. Freer, Thermal performance of two heat exchangers for thermoelectric generators, *Case Studies in Thermal Engineering*, 8 (2016), 164-175.
- [23] S. Bai, H. Lu, T. Wu, X. Yin, X. Shi, and L. Chen, Numerical and experimental analysis for exhaust heat exchangers in automobile thermoelectric generators, *Case Studies in Thermal Engineering*, 4 (2014), 99-112.
- [24] X. Liu, Y.D. Deng, S. Chen, W.S. Wang, Y. Xu, and C.Q. Su, A case study on compatibility of automotive exhaust thermoelectric generation system, catalytic converter and muffler, *Case Studies in Thermal Engineering*, 2 (2014), 62-66.
- [25] S.Y. Wu, Y.C. Zhang, H. Yang, and L. Xiao, Performance evaluation and parametric analysis of AMTEC/TEG hybrid system, *Energy Conversion and Management*, 154 (2017), 118-126.
- [26] C.Q. Su, W.S. Wang, X. Liu, and Y.D. Deng, Simulation and experimental study on thermal optimization of the heat exchanger for automotive exhaust-based thermoelectric generators, *Case Studies in Thermal Engineering*, 4 (2014), 85-91.
- [27] S. LeBlanc, Thermoelectric generators: Linking material properties and systems engineering for waste heat recovery applications, *Sustainable Materials and Technologies*, 1–2 (2014), 26–35.
- [28] S. Bari and S. Hossain, Waste heat recovery from a diesel engine using shell and tube heat exchanger, *Applied Thermal Engineering*, 61 (2013), 355-363.
- [29] H. Jaber, M. Khaled, T Lemenand, and M. Ramadan, Effect of generator load on hybrid heat recovery system, *Case Studies in Thermal Engineering*, 13 (2019), 100359

Thème 7

Transferts en milieux polyphasiques

Etudes expérimentale et théorique d'un caloduc à ailettes creuses en polymère en présence de gaz incondensables	415
Simulations Euler-Lagrange d'écoulements à bulles à grand nombre de Reynolds	423
Analyse des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire	431
Conception et caractérisation de matériaux composites polymères à conductivité thermique améliorée	439
Simulation numérique de la décharge de chaleur par solidification d'un matériau surfondu.	447
Infrared thermography of fluid flow in flat plate pulsating heat pipes tested under microgravity conditions	455
Scaling arguments to experimentally model deep oceans trapped between icy layers on Ganymede	463
Modélisation des transferts lors de la condensation en gouttes	471
Mesures locales couplées du coefficient d'échange interne et de l'épaisseur de film de liquide en condensation convective	479
Modélisation des transferts de chaleur vers un coulis d'hydrate de gaz en écoulement tri-phasique .	487

Etudes expérimentale et théorique d'un caloduc à ailettes creuses en polymère en présence de gaz incondensables

Elise BERUT^{1*}, Stéphane LIPS¹, Valérie SARTRE¹, Frédéric LEFEVRE¹

¹Univ Lyon, CNRS, INSA-LYON, CETHIL UMR5008, F-69621 Villeurbanne

*(auteur correspondant : elise.berut@insa-lyon.fr)

Résumé – L'effet de la présence de gaz incondensables au sein d'un caloduc plat muni d'ailettes creuses intégrées en polymère a été étudié expérimentalement : le volume occupé par les gaz dépend de la puissance transférée et ce, indépendamment de la pression dans l'enceinte. Afin de comprendre ce phénomène, un modèle numérique unidimensionnel de condensation en film en présence d'incondensables a été développé. Les résultats théoriques obtenus sont cohérents avec l'expérience et montrent que plus le refroidissement est limitant, moins le système est affecté par la présence d'incondensables. Le caloduc à ailettes refroidi par air est ainsi capable de fonctionner malgré les incondensables : la dégradation de ses performances est bien moindre que s'il était refroidi par eau.

Nomenclature

a_c	coefficient d'accommodation
D	coefficient de diffusion, $m^2.s^{-1}$
D_p	coefficient de diffusion rapporté à la pression, $Pa.m^2.s^{-1}$
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$
H	hauteur, m
h	coefficient d'échange thermique, $W.m^{-2}.K^{-1}$
h_{lv}	chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$
\bar{M}	masse molaire, $kg.mol^{-1}$
P	pression, Pa
\dot{Q}	flux de chaleur, W
\dot{q}	flux de chaleur linéique, $W.m^{-1}$
R_{th}	résistance thermique, $K.W^{-1}$
R_{thl}	résistance thermique linéique, $K.m.W^{-1}$
r	rayon, m
\bar{R}	constante des gaz parfaits, $J.mol^{-1}.K^{-1}$
T	température, K
w	fraction massique
x	direction de référence, m

Symboles grecs

δ	épaisseur, m
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique, Pa.s
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
τ	contrainte, $N.m^{-2}$

Indices et exposants

0	conditions aux limites
a	zone active
$cond$	condensation
$conv$	convection
cp	changement de phase
$evap$	évaporateur
ext	extérieur
f	film liquide
g	mélange gazeux
i	interface
int	intérieur
l	liquide
nc	gaz incondensables
p	paroi
sat	saturation
tot	total
v	vapeur

1. Introduction

Le développement de systèmes de refroidissement passifs et efficaces, comme les caloducs diphasiques, est un enjeu important dans de nombreux secteurs industriels. Ces systèmes peuvent toutefois être lourds, en particulier si la source froide est l'air, à cause de la présence d'un radiateur métallique à ailettes. Pour répondre à cette problématique de réduction du poids, primordiale dans le secteur des transports, l'utilisation de matériaux légers tels que les polymères est étudiée. Si l'idée est ancienne (les premières publications scientifiques sur le

sujet datent des années 1980), la faisabilité technologique des caloducs en polymère est envisageable à grande échelle depuis les progrès récents dans les polymères techniques et les différents moyens de fabrication associés.

Pour la présente étude, un caloduc plat muni d'ailettes creuses intégrées en polymère a été réalisé. La réduction des performances thermiques du système de refroidissement liée à l'utilisation d'un matériau polymère est compensée par la grande surface d'échange convective, par l'amélioration de l'efficacité de la surface ailetée grâce à la condensation directe du fluide au sein des ailettes creuses, et par la suppression de la résistance thermique de contact entre le caloduc et le radiateur à ailettes. Cependant, les mauvaises propriétés barrière du polymère [1] ou une incompatibilité avec le fluide caloporteur peuvent entraîner l'apparition de gaz incondensables dans le caloduc. Notre objectif est de comprendre l'influence de ces gaz sur les performances du caloduc à l'aide de résultats expérimentaux, mais également d'une modélisation numérique.

De nombreux modèles ont été développés entre 1970 et 1990 afin de prédire l'effet des incondensables sur les caloducs [2] mais ceux-ci, initialement développés pour le dimensionnement de caloducs à conductance variable, n'ont encore jamais été appliqués, à notre connaissance, à des cas où les densités de flux mises en jeu sont très faibles. Celles-ci sont en effet de l'ordre de $0,05 \text{ W/cm}^2$ au condenseur dans la présente étude.

2. Etude expérimentale d'un caloduc à ailettes creuses en polymère

2.1. Présentation du banc d'essais

La structure du prototype, dont la photo est visible sur la figure 1, est circulaire. Il est constitué d'un évaporateur en cuivre de diamètre extérieur 185 mm et d'un condenseur en polymère à ailettes intégrées, de diamètre 173 mm. L'évaporateur et le condenseur sont maintenus à l'aide d'une bride en aluminium et d'un collier de serrage (figure 2). Un joint torique assure l'étanchéité de l'assemblage. La position de l'évaporateur et du condenseur, situés respectivement sur la face inférieure et supérieure du système, constitue une spécificité de notre prototype : il s'agit d'un caloduc de type « chambre de vapeur », étudié en position verticale favorable avec retour du liquide par gravité, c'est-à-dire en mode de thermosiphon diphasique.

Les ailettes du condenseur, au nombre de 27, sont constituées de tubes en PET d'épaisseur $300 \mu\text{m}$, de diamètre extérieur 5,9 mm et de hauteur 15 mm. Elles sont fermées à leur extrémité par des cylindres en PET et fixées à une plaque circulaire en polycarbonate d'épaisseur 5 mm, percée à cet effet. Les différentes pièces du condenseur sont assemblées à l'aide de colle cyanoacrylate et, pour une meilleure étanchéité, d'une colle visqueuse résistante aux hautes températures et aux vibrations. Les matériaux utilisés rendent la structure transparente et permettent la visualisation des phénomènes à l'intérieur du caloduc.

Le prototype est rempli par l'intermédiaire d'une enceinte étanche dédiée : celle-ci permet de chauffer et dégazer le fluide de travail en amont pour éviter l'introduction de gaz incondensables. La source chaude est constituée par une résistance chauffante de diamètre 90 mm centrée au dos de l'évaporateur en cuivre. Le refroidissement est assuré par convection forcée de l'air ambiant, grâce à l'utilisation de ventilateurs.

Au total, treize thermocouples de type K permettent de connaître l'évolution des températures : dix sont placés au niveau de la paroi extérieure de l'évaporateur, dans des rainures usinées à cet effet, deux autres se situent dans l'enceinte du caloduc pour avoir accès à la température de saturation, et le dernier mesure la température de l'air. La température de la

paroi extérieure du condenseur est mesurée par caméra infrarouge. Enfin, un anémomètre permet de mesurer la vitesse de l'air soufflé par les ventilateurs. Les données transitent par une centrale d'acquisition Keithley, puis sont envoyées à un ordinateur et visualisées via le logiciel LabVIEW.

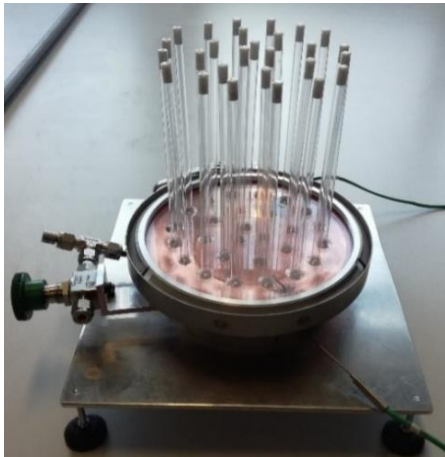


Figure 1 : Photographie du caloduc à ailettes creuses

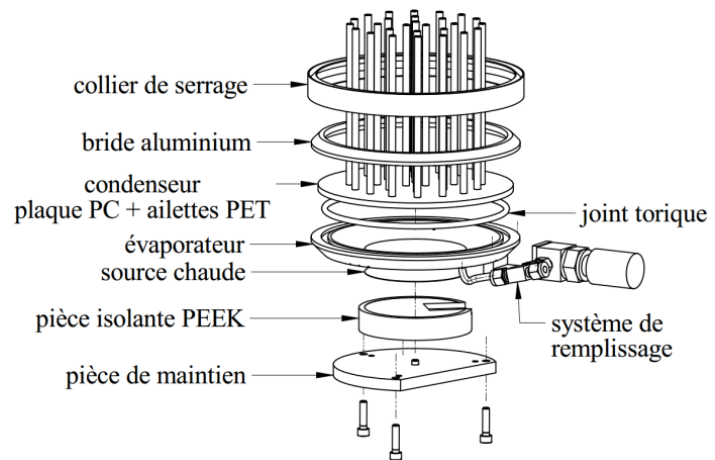


Figure 2 : Assemblage du caloduc (vue éclatée)

2.2. Résultats expérimentaux et visualisations

Les performances du caloduc sont caractérisées par différentes résistances thermiques : le schéma équivalent du système est détaillé sur la figure 3. Malgré l'isolation de la partie inférieure du caloduc, une proportion non négligeable du flux de chaleur fourni est évacuée directement vers l'environnement, d'où la distinction entre \dot{Q}_{direct} et \dot{Q}_{cp} , puissance transférée via le fluide caloporteur (par changement de phase) puis au niveau des ailettes. La résistance du caloduc vide $R_{th,vide}$ est estimée expérimentalement à $0,85 \pm 0,08 \text{ K/W}$ pour une vitesse d'air comprise entre 3,0 et 3,5 m/s. Les résistances $R_{th,evap}$, $R_{th,cond}$, $R_{th,p}$ et $R_{th,conv}$ représentent respectivement les résistances d'évaporation, de condensation, de conduction radiale dans la paroi des tubes de PET et de convection au niveau des ailettes. La température intérieure des tubes étant inconnue, $R_{th,p}$ est estimée par un calcul théorique en fonction du diamètre et de la hauteur utile des ailettes.

Les tests ont été menés avec le prototype chargé en n-pentane. La résistance totale obtenue en fonctionnement est environ trois fois inférieure à celle du caloduc vide pour une vitesse d'air comparable. Un exemple d'évolution et de décomposition de $R_{th,cp}$, somme des quatre résistances précédemment citées, est présenté sur la figure 4. Cette résistance dépend du remplissage et diminue avec l'augmentation du flux de chaleur (jusqu'à assèchement de l'évaporateur).

Les visualisations par caméra infrarouge ont mis en évidence la présence de gaz incondensables dans la partie supérieure des ailettes. Une image thermique du condenseur à ailettes est présentée sur la figure 5, tandis que la figure 6 montre le profil de températures de paroi le long d'une ailette et définit les paramètres utilisés pour étudier l'influence des incondensables : la distance x_0 , correspondant à la zone inactive de l'ailette dans laquelle les incondensables empêchent toute condensation, et la hauteur d'incondensables H_{nc} , comprenant le front entre vapeur saturée et gaz.

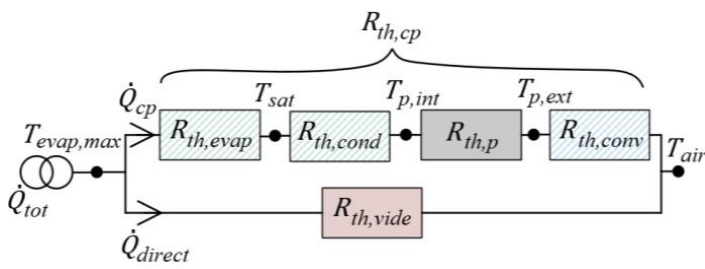
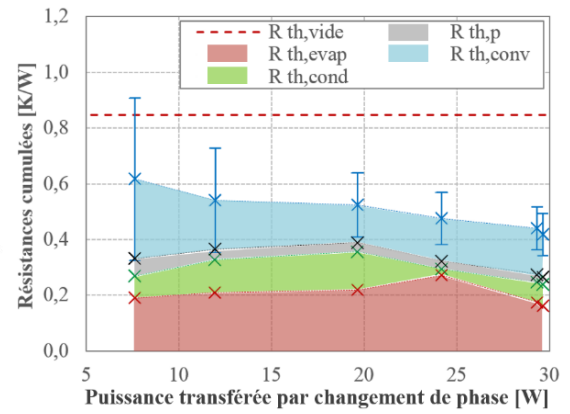
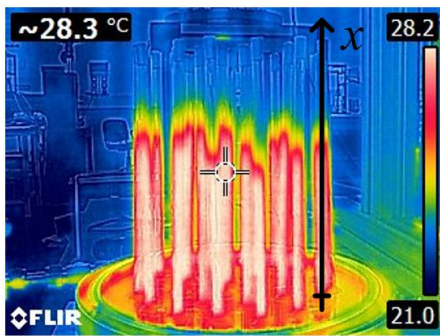
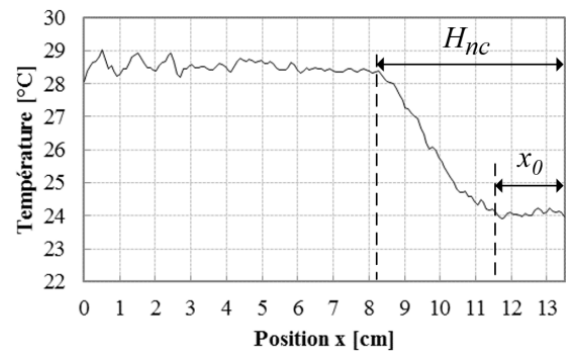
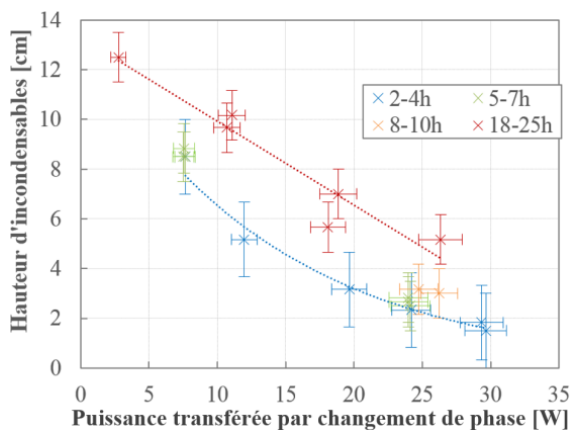
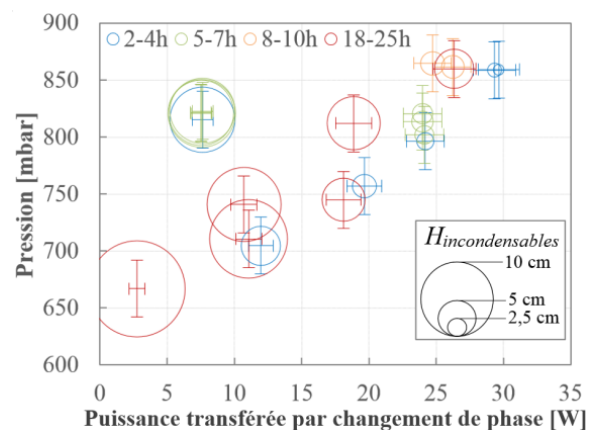


Figure 3 : Schéma électrique équivalent du caloduc


 Figure 4 : Résistances thermiques cumulées $R_{th,cp}$ en fonction de la puissance \dot{Q}_{cp} (2-4h après tirage au vide)

 Figure 5 : Image thermique infrarouge du condenseur ($\dot{Q}_{cp} = 26$ W)

 Figure 6 : Profil de températures de paroi le long d'une ailette ($\dot{Q}_{cp} = 26$ W)

La figure 7 présente l'évolution de la hauteur d'incondensables en fonction de la puissance transférée par changement de phase. La légende correspond à la durée écoulée depuis le dernier tirage au vide du caloduc : plus celle-ci est grande, plus la masse d'incondensables présente dans le système est importante. Le taux de fuite a été estimé à environ $3 \text{ mg} \cdot \text{j}^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$. Les résultats expérimentaux montrent que l'évolution de H_{nc} en fonction de \dot{Q}_{cp} est d'autant moins linéaire que la masse d'incondensables est faible. Quand la puissance thermique imposée est inférieure à 10 W, les gaz incondensables, même en très faibles quantités, empêchent un fonctionnement correct du caloduc. Par contre, ils occupent moins de la moitié du volume des ailettes dès que le flux dépasse 20 W. La figure 8 permet de visualiser simultanément l'influence de \dot{Q}_{cp} et de la pression de saturation sur H_{nc} et de vérifier que l'effet de la puissance sur le volume occupé par les incondensables est indépendant de la pression au sein du caloduc.


 Figure 7 : Hauteur d'incondensables H_{nc} en fonction de la puissance \dot{Q}_{cp}

 Figure 8 : Variation de H_{nc} en fonction de la pression et de \dot{Q}_{cp}

3. Modélisation numérique unidimensionnelle de la condensation au sein d'un tube vertical en présence de gaz incondensables

3.1. Principe et équations

Pour comprendre les phénomènes observés expérimentalement, une étude numérique basée sur un modèle de condensation en film au sein d'une ailette tubulaire et en présence d'air a été menée. La figure 10 présente le schéma de principe du modèle. Le tube, fermé à son extrémité et de hauteur H_{tot} , est séparé en deux zones : une zone supérieure inactive, dans laquelle les incondensables empêchent la condensation de la vapeur, et une zone active de hauteur H_a . Le système étant en régime permanent, on considère que la zone inactive contient un mélange homogène et globalement immobile de gaz (vapeur et incondensables) : la fraction massique en incondensables dans cette zone est notée $w_{nc,0}$. En outre, la conduction axiale étant négligée, la zone inactive est adiabatique et sa température identique à celle de l'air extérieur. À l'extrémité de l'ailette, le mélange est donc dans les conditions (P_{tot}, T_{air}) .

Le modèle de condensation s'applique uniquement dans la zone active, au sein de laquelle la fraction massique en incondensables varie, du fait du transport par convection et par diffusion. Les équations de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement, associées à l'équation de diffusion pour la prise en compte des gaz incondensables, sont résolues dans un modèle 1D. Le système d'équations est le suivant :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\delta_f}{dx} &= \frac{\delta_f(2r_{int} - \delta_f)}{\dot{m}_l(r_{int} - \delta_f)} \frac{d\dot{m}_l}{dx} + \rho_l \left(\frac{\pi\delta_f}{\dot{m}_l} \right)^2 \frac{(2r_{int} - \delta_f)^2}{2(r_{int} - \delta_f)} [2r_{int}|\tau_{lp}| - \rho_l g \delta_f (2r_{int} - \delta_f)] \\ &\quad + \frac{\pi^2 \rho_l \delta_f^3 (2r_{int} - \delta_f)^3}{2\dot{m}_l^2 (r_{int} - \delta_f)} \frac{dP_l}{dx} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

$$\frac{d\dot{m}_l}{dx} = -\frac{d\dot{m}_v}{dx} = \frac{T_{sat}(P_v) - T_{air}}{(R_{thl,conv} + R_{thl,p} + R_{thl,f} + R_{thl,i})h_{lv}} \quad (2)$$

$$\frac{dw_{nc}}{dx} = \frac{w_{nc} \dot{m}_v}{\rho_g \pi (r_{int} - \delta_f)^2 \mathcal{D}(\mathcal{D}_p, T_{sat}, P_{tot})} \quad (3)$$

$$R_{thl,conv} = \frac{1}{2\pi r_{ext} h_{conv}} \quad (4)$$

$$R_{thl,p} = \frac{\ln(r_{ext}/r_{int})}{2\pi\lambda_p} \quad (5)$$

$$R_{thl,f} = \frac{1}{2\pi r_{int} h_f} = \frac{\delta_f}{2\pi r_{int} \lambda_l} \quad (6)$$

$$R_{thl,i} = \frac{1}{2\pi(r_{int} - \delta_f)h_i} \quad (7)$$

Le schéma électrique équivalent du modèle est présenté sur la figure 9. La résistance de condensation est divisée en deux contributions : une résistance d'interface $R_{thl,i}$ et une résistance $R_{thl,f}$ correspondant au transfert de chaleur par conduction à travers le film liquide. Au niveau de l'interface liquide-vapeur, la condensation est modélisée par une condition de Fourier avec un coefficient d'échange h_i obtenu à partir de la théorie cinétique des gaz (équation (8) [3]) :

$$h_i = \frac{2a_c}{2 - a_c} \frac{\rho_v h_{lv}^2}{T_{sat}(P_v)} \frac{1}{\sqrt{2\pi \frac{\bar{R}}{M} T_{sat}(P_v)}} \left(1 - \frac{P_v}{2\rho_v h_{lv}} \right) \quad (8)$$

Deux équations de fermeture supplémentaires sont nécessaires pour compléter le modèle. Les pertes de charges étant négligées, P_l et P_{tot} sont constantes le long du tube, mais la pression partielle de vapeur P_v dépend de w_{nc} . Celle-ci est donc recalculée en chaque position axiale :

$$P_v = \frac{\bar{M}_{nc}(1 - w_{nc})}{\bar{M}_{nc}(1 - w_{nc}) + \bar{M}_v w_{nc}} P_{tot} \quad (9)$$

Enfin, l'équation (10) permet de calculer la masse volumique du mélange ρ_g intervenant dans l'équation (3). Ce dernier est considéré à la température $T_{sat}(P_v)$ et l'air est assimilé à un gaz parfait.

$$\rho_g = \rho_v + \rho_{nc} = \rho_v + \frac{\bar{M}_{nc}(P_{tot} - P_v)}{\bar{R} T_{sat}(P_v)} \quad (10)$$

Les conditions aux limites sont exprimées à la position $x_0 = H_{tot} - H_a$. Cette position est déterminée à l'aide d'une méthode de dichotomie, grâce à une condition intégrale sur la masse totale d'incondensables. Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_{f,0} = 5.10^{-10} \text{ m} \\ \dot{m}_{l,0} = \frac{\pi g \rho_{l,0}^2 \delta_{f,0}^3}{3 \mu_{l,0}} (2r_{int} - \delta_{f,0}) \\ \dot{m}_{v,0} = 0 \\ w_{nc,0} = \frac{\bar{M}_{nc}(\bar{M}_v P_{tot} - \bar{R} \rho_{v,0} T_{air})}{\bar{M}_{nc} \bar{M}_v P_{tot} + \bar{R}(\bar{M}_v - \bar{M}_{nc}) \rho_{v,0} T_{air}} \end{array} \right. \quad (11)$$

$$\quad (12)$$

$$\quad (13)$$

$$\quad (14)$$

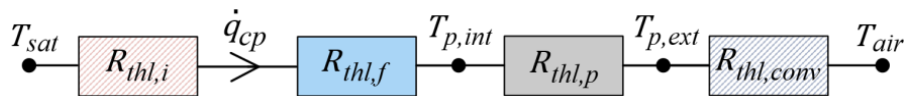


Figure 9 : Schéma électrique équivalent pour le modèle de condensation

3.2. Résultats : comparaison avec l'expérience et analyse paramétrique

Les paramètres d'entrée du modèle pour la simulation des conditions expérimentales sont synthétisés dans le tableau 1. En sortie, l'évolution théorique de la position du front d'incondensables x_0 avec la puissance est obtenue pour différentes masses d'incondensables présentes dans le système : les résultats sont présentés sur la figure 11. Pour une masse de gaz incondensables donnée, le volume qu'ils occupent diminue quand la puissance augmente et cette tendance est d'autant moins linéaire que la masse est faible, ce qui correspond aux observations. Les résultats expérimentaux, superposés aux courbes théoriques sur la figure 11, sont en accord avec l'évolution prédite par le modèle. De plus, l'ordre de grandeur des masses de gaz incondensables est cohérent avec le taux de fuite précédemment déterminé.

Fluides			
fluide caloporteur	pentane	\mathcal{D}_p [Pa.m ² .s ⁻¹ à 298 K]	0,87 [4]
gaz incondensables	air		
Propriétés des tubes du condenseur			
nombre de tubes	27	r_{int}/r_{ext} [mm]	2,65 / 2,95
H_{tot} [cm]	13,5	λ_p [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	0,2
Températures et coefficients d'échange			
T_{air} [°C]	23	h_{conv} [W.m ⁻² .K ⁻¹]	100
a_c [-]	1		

Tableau 1 : Paramètres d'entrée du modèle (cas 1)

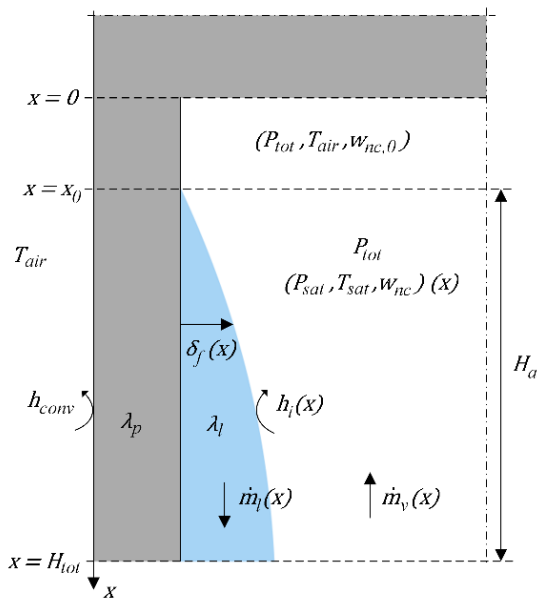


Figure 10 : Schéma de principe du modèle de condensation en tube en présence d'incondensables

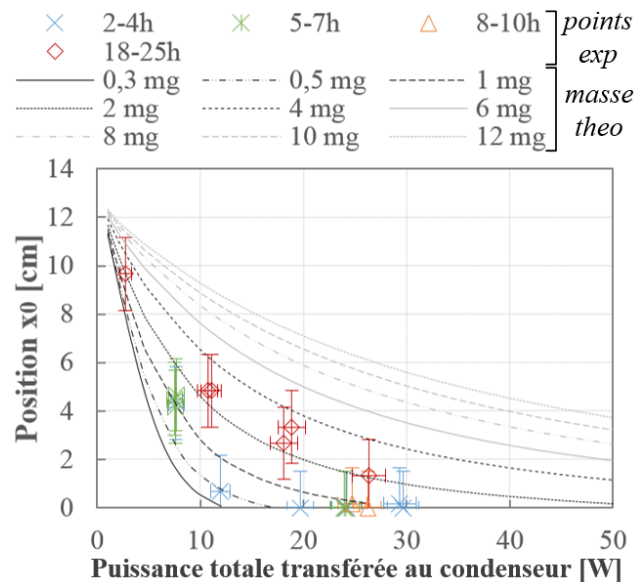


Figure 11 : Position x_0 en fonction de la puissance \dot{Q}_{cp} , comparaison des résultats théoriques et expérimentaux

Le modèle permet en outre de comparer le cas du caloduc refroidi par air au cas plus typique d'un refroidissement par circulation d'eau. La conductivité thermique de la paroi peut également être modifiée pour aboutir à la comparaison des quatre cas ci-dessous (tableau 2) pour une masse d'incondensables fixée à 2,0 mg. Cette masse d'air correspondrait, à 23°C, à une pression dans l'enceinte d'environ 7 mbar avant remplissage.

	cas 1	cas 2	cas 3	cas 4
h_{conv} [$W.m^{-2}.K^{-1}$]	100	100	2000	2000
λ_p [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	0,2	200	0,2	200

Tableau 2 : Paramètres modifiés dans les quatre cas comparés

Les courbes de la figure 12 montrent que la diminution de x_0 , correspondant à la hauteur inactive, est la plus rapide dans le premier cas étudié et la plus lente pour le cas 4 : plus le refroidissement (convection et conduction) est limitant par rapport à la condensation, plus cette décroissance est rapide. Ainsi, bien que les performances du condenseur en polymère refroidi par air soient moins intéressantes que s'il était métallique et refroidi par de l'eau, il est moins sensible à la présence de gaz incondensables et peut ainsi fonctionner en leur présence avec une moindre dégradation de ses performances. Cette effet est confirmé par la figure 13, qui permet de visualiser l'augmentation de la résistance totale au condenseur (somme des quatre résistances de la figure 9) provoquée par la présence de 2,0 mg d'incondensables pour les quatre cas étudiés. Cette augmentation de la résistance correspond à une dégradation des performances par rapport au cas sans incondensables.

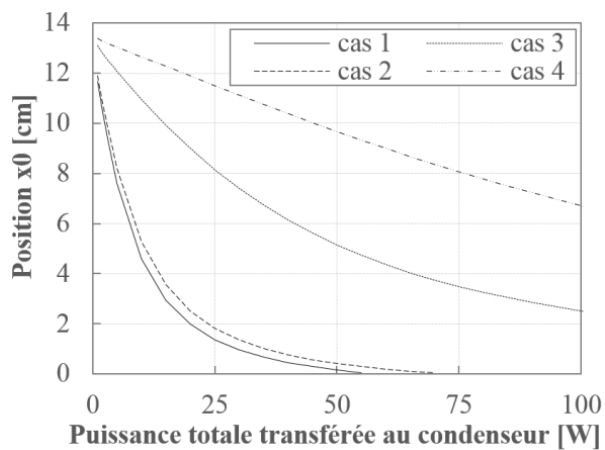


Figure 12 : Evolution de x_0 en fonction de la puissance \dot{Q}_{cp} pour les cas 1 à 4 ($m_{nc} = 2,0$ mg)

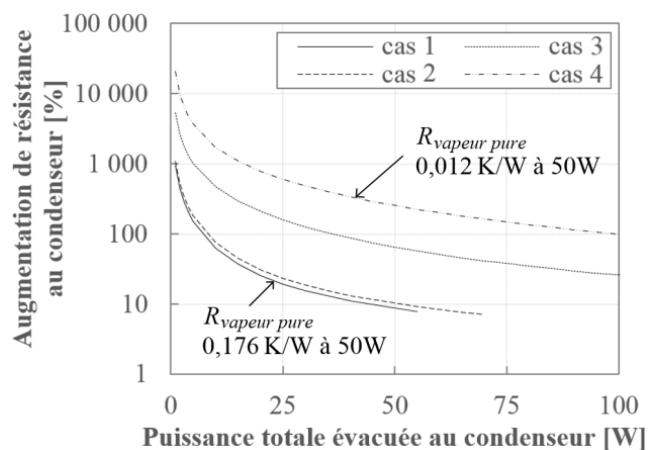


Figure 13 : Augmentation de la résistance totale au condenseur provoquée par la présence de 2,0 mg d'incondensables pour les cas 1 à 4

4. Conclusion

Les résultats expérimentaux issus des tests sur un condenseur à ailettes en polymère sont en accord avec les prédictions du modèle : pour une masse de gaz incondensables donnée, le volume qu'ils occupent diminue quand la puissance transférée augmente et cette tendance est d'autant moins linéaire que la masse est faible. La théorie permet également de montrer que plus le refroidissement est limitant par rapport à la condensation, moins le caloduc est sensible à la présence d'incondensables. Ainsi, comparé à un caloduc métallique refroidi par une circulation d'eau, un caloduc en polymère de même géométrie et refroidi par air sera moins performant dans l'absolu, mais sa résistance thermique sera beaucoup moins affectée par la présence éventuelle d'incondensables.

Pour aller plus loin, de nouveaux essais sont actuellement menés avec différentes géométries d'ailettes, différents matériaux et fluides de travail. L'évaluation précise de la masse d'incondensables présente dans le système au cours du temps et un suivi de l'évolution des performances à plus long terme seraient également intéressants. Concernant le modèle théorique, plusieurs améliorations peuvent être envisagées, en particulier la prise en compte de l'influence des incondensables sur le coefficient de condensation ou de la conduction axiale, non négligeable dans le cas d'une paroi métallique. En parallèle d'une complexification pour gagner en précision, le développement d'un modèle réduit semble également pertinent.

Références

- [1] S. Ogata, E. Sukegawa, T. Kimura, Lifetime evaluation of ultra-thin polymer pulsating heat pipe, *IEEE CPMT Symposium Japan 2014* (Kyoto, 4-6 nov. 2014), p. 15-18.
- [2] A. Faghri, *Heat pipe science and technology*, Global Digital Press, 2nd ed. (2016), 1056 p.
- [3] V. P. Carrey, *Liquide-vapour phase change phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation process in heat transfer equipment*, Bristol, Taylor & Francis (1992), 645 p.
- [4] M. J. Tang, M. Shiraiwa, U. Pöschl, R. A. Cox, M. Kalberer, Compilation and evaluation of gas phase diffusion coefficients of reactive trace gases in the atmosphere: Volume 2. Diffusivities of organic compounds, pressure-normalised mean free paths, and average Knudsen numbers for gas uptake calculations, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15 (2015) 5585–5598.

Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet CAPIT4L, financé par l'Institut Carnot Ingénierie@Lyon.

Simulations Euler-Lagrange d'écoulements à bulles à grand nombre de Reynolds

Florian LE ROY D BONNEVILLE^{1*}, Rémi ZAMANSKY¹, Frédéric RISSO¹, Anne BOULIN², Jean-François HAQUET²

¹ Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), Université de Toulouse, CNRS

² Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse, FRANCE

² CEA-Cadarache, DEN/DTN/SMTA/LMAG

Cadarache, 13115 Saint-Paul-lez-Durance

*(auteur correspondant : florian.leroydebonneville@imft.fr)

Résumé - Le corium est un mélange polyphasique constitué d'une phase continue oxyde et d'une ou plusieurs phases dispersées de natures différentes (gouttes métalliques, bulles de gaz) et de densités contrastées. Ainsi, des mouvements de convection sont créés à grande échelle et de l'agitation turbulente est créée aux petites échelles. En considérant une fraction volumique gazeuse de quelques pourcents, on peut montrer que l'agitation induite par les bulles joue un rôle important dans l'hydrodynamique du bain. L'objectif de ce travail est de réaliser des simulations de type Euler-Lagrange afin d'étudier la thermohydraulique d'un bain de corium soumis à l'agitation de bulles de gaz à grand nombre de Reynolds.

Nomenclature

c_p	capacité thermique par unité de masse, J/kg/K	X	fraction massique
C_d	coefficient de traînée	<i>Symboles grecs</i>	
C_m	coefficient de masse ajoutée	α	fraction volumique gazeuse
d	diamètre des bulles, m	β	coefficient de dilatation, K ⁻¹
D	diffusivité, m ² /s	λ	coefficient de conductivité thermique, W/m/K
\mathbf{f}	force par unité de volume, N/m ³	ρ	masse volumique, kg/m ³
\mathbf{F}	force, N	ν	viscosité cinématique, m ² /s
\mathbf{g}	accélération de la pesanteur, m/s ²	<i>Indices et exposants</i>	
L	longueur, m	b	bulle
t	temps, s	c	corium
T	température, K	f	final
\mathbf{u}	champ de vitesse fluide, m/s	i	initial
\mathbf{u}^*	champ de vitesse du fluide perturbé par la bulle, m/s	th	thermique
$\tilde{\mathbf{u}}$	vitesse locale non-perturbée par la bulle, m/s	S	solutal
ϑ	volume, m ³	0	grandeur caractéristique
\mathbf{v}	vitesse de la bulle, m/s	$*$	grandeur perturbée

1. Introduction

Lors d'un accident grave de réacteur nucléaire, la montée en température du cœur peut conduire à la fusion des matériaux qui le composent. L'ensemble des matériaux fondus forme un bain de corium (mélange magmatique) radioactif à haute température constitué d'une phase continue oxyde et d'une ou de plusieurs phases dispersées de natures différentes et de densités contrastées. L'interaction entre le bain de corium et les matériaux sacrificiels servant à l'endiguer peut entraîner la formation d'une phase gazeuse. Dans ces conditions, on s'attend à ce que

le bain de corium soit le siège d'écoulements générés par les différences de densité dues aux écarts de températures, de concentration et à la présence des bulles comme schématisé sur la figure 1. Les interactions entre ces différents forçages font que la thermohydraulique du bain de corium demeure complexe et que l'estimation des flux pariétaux comme celle de la vitesse d'ablation des matériaux sacrificiels est délicate. Dans un premier temps, on montre que la convection induite par les bulles influence significativement l'écoulement.

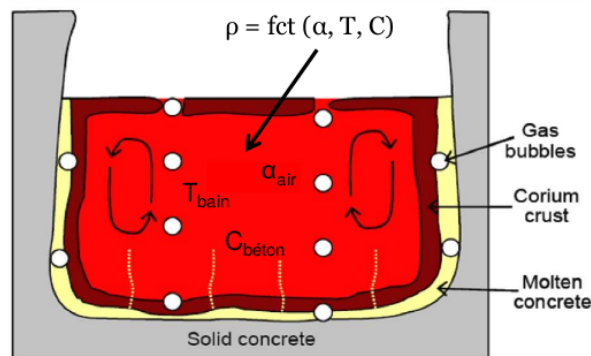


Figure 1 : Schéma des interactions entre le corium et le béton [1]

La seconde partie de ce travail propose des simulations de type Euler-Lagrange du bain de corium. L'objectif est de prendre en compte les mouvements des bulles afin de décrire l'agitation à grande échelle due aux hétérogénéités locales de la fraction volumique gazeuse, sans reproduire de façon fidèle l'hydrodynamique aux plus petites échelles (c'est à dire aux échelles inférieures au diamètre des bulles). On peut montrer, d'après [2], que l'on peut reproduire l'interaction entre les sillages des bulles et obtenir les statistiques de l'écoulement de la phase liquide en relativement bon accord avec les expériences malgré un maillage de calcul grossier, en considérant les bulles comme des sources fixes de quantité de mouvement. Dans la présente étude, on s'intéresse à des bulles pouvant présenter un mouvement relatif entre elles afin de pouvoir simuler l'évolution spatio-temporelle de la fraction volumique gazeuse. Dans cette approche, la vitesse de la bulle isolée est calculée relativement au fluide non perturbé par la présence de la bulle. Afin d'éviter que la perturbation de la phase continue sur la bulle n'ait un effet sur sa vitesse (donc sur la force de couplage bulle-fluide), un modèle numérique a été développé. Nous montrons qu'il est ainsi possible d'obtenir des simulations numériques de l'agitation induite par l'ascension d'un nuage de bulles en accord avec l'expérience.

2. Analyse des phénomènes physiques au sein du bain de corium

Le corium et ses interactions avec les matériaux sacrificiels ont été et sont encore l'objet de nombreuses études. Sur un plan numérique, on peut citer Introïni [3] qui s'est intéressé à la modélisation des échanges de masse et de chaleur associés à l'interaction entre un fluide à haute température et du béton. On peut aussi citer le programme expérimental VULCANO dont l'objectif est l'étude de l'interaction entre un corium protoyptique et une cavité en béton [4]. Dans la présente étude, l'analyse des phénomènes physiques mis en jeu au sein du bain de corium s'appuie principalement sur l'essai VULCANO VB-U7 mené au CEA Cadarache sur la plateforme PLINIUS (Tableaux 1 et 2).

La thermohydraulique du bain de corium est essentiellement animée par trois phénomènes :
 — la convection thermique, résultant de la différence entre la température du bain et la température de fusion des matériaux sacrificiels,

	t	T_c	ρ_c	c_{p_c}	λ_c	ν_c	α	D_s	D_{th}
	(s)	K	kg/m ³	J/kg/K	W/m/K	m ² /s	%	m ² /s	m ² /s
t_i	10	2618	6414	710	2.36	1.42×10^{-6}	10	10^{-10}	5.2×10^{-7}
t_f	4858	2093	4326	1017	2.63	2.47×10^{-5}	1.1	10^{-10}	6×10^{-7}

Tableau 1 : VB-U7 : Propriétés thermophysiques du bain de corium à l'instant initial (t_i) et à l'instant final (t_f).

	CaO_3Si	FeO	Fe_2O_3	SiO_2	UO_2	ZrO_2
$C_{massique}$ en % à $t_i = 10s$	1.6	1.1	1.3	3.6	56.3	35.8
$C_{massique}$ en % à $t_f = 4858s$	12.1	5.5	9.7	15.3	33.4	21.2
ρ en kg/m ³ à $t_i = 10s$	2900	5270	4200	2225	9340	5510
ρ en kg/m ³ à $t_f = 4858s$	2900	5100	4200	2225	9800	5150

Tableau 2 : VB-U7 : Concentration massique des différents constituants du bain de corium à l'instant initial (t_i) et à l'instant final (t_f).

- la convection solutale, causée par la différence de densité entre le corium et le matériau sacrificiel venant se mélanger au corium après fusion,
- le mouvement induit par l'ascension de bulles, celles-ci provenant de la dégradation du matériau sacrificiel.

Afin d'estimer lequel de ces mécanismes est le moteur principal de la thermohydraulique du bain, les épaisseurs des couches limites hydrodynamique, thermique et solutale sont évaluées à partir du tableau 1 et les nombres de Schmidt et de Prandtl sont comparés :

$$Pr = \frac{\nu_c}{D_{th}} \approx 10^1 \quad (1)$$

$$Sc = \frac{\nu_c}{D_s} \approx 10^4 \quad (2)$$

Au regard de ces ordres de grandeur, il apparaît que la couche limite hydrodynamique est plus épaisse que les couches limites thermique et solutale. Les effets des gradients de température et de concentration sont donc localisés proche des parois en matériau sacrificiel. Par conséquent, les forces de forçage affectant l'hydrodynamique du bain se limitent à celle induite par la fraction volumique gazeuse :

$$F_\alpha = \frac{\rho_c - \rho_b}{\rho_c} g \alpha \quad (3)$$

où g est la gravité, α la fraction volumique gazeuse dans l'écoulement. ρ_c et ρ_b sont respectivement les masses volumiques du corium et des bulles. Comme reporté dans le tableau 1, la fraction volumique gazeuse évolue au cours de l'expérience passant de 10% à 1% entre le début et la fin de l'essai. Le diamètre des bulles observé expérimentalement est compris entre 5 et 7 mm ce qui conduit à un nombre de Reynolds des bulles relativement élevé Re compris entre 100 et 1000. Pour estimer le coefficient de traînée d'une bulle, en considérant que la vitesse de la bulle est confondue avec sa vitesse terminale, on s'appuie sur le diagramme $C_D = f(Re, Mo)$ sachant que le nombre de Morton est compris entre $Mo = 5.4 \times 10^{-11}$ et 1.5×10^{-6} ([5]).

3. Les simulations de type Euler-Lagrange

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au développement d'une méthode de simulation permettant de décrire l'évolution d'un nuage de bulles en ascension. La difficulté des simulations numériques d'écoulements à bulles réside dans la diversité des échelles de longueurs présentes dans ce type d'écoulement. Au vu des puissances de calcul actuelles, il reste impossible de simuler à la fois les petites échelles (bien inférieures aux diamètres des bulles puisque leur nombre de Reynolds est élevé) et la dynamique à grande échelle du bain. D'après [6], l'agitation turbulente causée par l'ascension d'un nuage de bulles résulte essentiellement de l'interaction entre les sillages générés par chaque bulle. Nous ferons ici l'hypothèse qu'il n'est pas nécessaire de décrire de façon précise l'hydrodynamique dans le voisinage direct des bulles pour prédire de façon satisfaisante l'agitation induite par les bulles pour peu que le champ lointain du sillage généré par une bulle soit correctement reproduit. L'intérêt de cette approche, qui se contente d'une résolution de l'ordre du diamètre d'une bulle, est de pouvoir considérer des domaines de grandes dimensions et donc de pouvoir étudier a priori des écoulements turbulents ainsi que de discuter la formation d'hétérogénéités dans la concentration des bulles. Les simulations numériques sont menées avec le code FieldZ [7, 8] qui traite le transport de la phase dispersée par la phase continue avec l'approche Euler-Lagrange. Ainsi le fluide est décrit par l'équation de Navier-Stokes (équation 4) à laquelle un terme de forçage (\mathbf{f}) représentant l'influence de la phase dispersée est ajouté.

$$D_t \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_c} \nabla P + \nu_c \Delta \mathbf{u} + \frac{1}{\rho_c} \mathbf{f} \quad (4)$$

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}) = \sum_{b=1}^{N_b} \mathbf{F}_{b \rightarrow f} \delta_\sigma(\mathbf{x} - \mathbf{x}_b) \quad (5)$$

Le champ \mathbf{f} est donné par la somme des forces exercées par chaque bulle sur le fluide multiplié par un noyau gaussien dont la longueur caractéristique est σ , que l'on choisit de l'ordre de grandeur du diamètre de la bulle, $\sigma \approx d$. Ce noyau gaussien permet de distribuer les quantités lagrangiennes sur le maillage. Chaque bulle est représentée comme une source volumique de quantité de mouvement et l'équation du mouvement est résolue pour chacune d'elles :

$$\rho_b \vartheta_b \frac{d\mathbf{v}_b}{dt} = \underbrace{-(\rho_b - \rho_c) \vartheta_b \mathbf{g}}_{\text{Flottabilité}} - \underbrace{\rho_c \frac{\pi d_b^2}{8} C_d (\mathbf{v}_b - \tilde{\mathbf{u}}_b) |\mathbf{v}_b - \tilde{\mathbf{u}}_b|}_{\text{Traînée}} + \underbrace{\rho_c \vartheta_b C_m \left(\frac{D\tilde{\mathbf{u}}_b}{Dt} - \frac{d\mathbf{v}_b}{dt} \right)}_{\text{Masse ajoutée}} + \underbrace{\rho_c \vartheta_b \frac{D\tilde{\mathbf{u}}_b}{Dt}}_{\text{Tchen}} \quad (6)$$

Les forces de traînée, de masse ajoutée et de Tchen, sont exprimées en fonction de la vitesse locale non perturbée du fluide $\tilde{\mathbf{u}}_b$ à la position de la bulle. $\tilde{\mathbf{u}}_b$ serait le champ de vitesse du fluide à la position de la bulle b si celle-ci n'était pas présente. En effet, la vitesse \mathbf{u} du liquide obtenue par (4) est définie continûment (même dans les bulles). Lorsque la perturbation causée par une bulle est petite devant les fluctuations de vitesse du liquide on peut faire l'approximation que $\tilde{\mathbf{u}}_b(\mathbf{x} = \mathbf{x}_b(t), t) = \mathbf{u}(\mathbf{x} = \mathbf{x}_b(t), t)$. On peut remarquer que cette hypothèse est utilisée dans la très grande majorité des simulations Euler-Lagrange avec couplage direct et inverse ("two-way coupling" en anglais). Dans notre cas, cette hypothèse n'est pas valable et nous devons écrire :

$$\tilde{\mathbf{u}}_b = \mathbf{u} - \mathbf{u}_b^* \quad (7)$$

avec \mathbf{u}_b^* qui représente le champ fluide perturbé par la présence de la bulle b . La question qui demeure est la suivante : Comment peut-on calculer efficacement \mathbf{u}_b^* ? Nous allons pour cela

considérer que le taux de variation du champ \mathbf{u}_b^* résulte de la quantité de mouvement échangée avec la bulle b :

$$\rho_c \frac{D\mathbf{u}_b^*}{Dt}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{F}_{b \rightarrow f}(t) \delta_{\sigma^*}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_b(t)) \quad (8)$$

En particulier, le terme visqueux a été omis, car on s'intéresse à des sillages à grand nombre de Reynolds et on a également négligé le gradient de pression en considérant que l'écoulement perturbé est quasi-parallèle. A noter cependant que ces deux effets peuvent néanmoins être intégrés dans une version plus complète du modèle pour \mathbf{u}_b^* . Ici $\sigma^* \approx \sigma$ sera ajustée pour permettre de prendre en compte les approximations faites. Après intégration temporelle de (8), on obtient :

$$\mathbf{u}_b^*(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\rho_c} \int_{t_0}^t \mathbf{F}_{b \rightarrow f}(t') \delta_{\sigma^*}(\mathbf{x} - (\mathbf{x}_b(t') + l_{adv}(t', t))) dt' \quad (9)$$

Ainsi d'après ce modèle, la valeur du champ perturbé en un point donné est déterminée par l'ensemble des perturbations infinitésimales causées par la bulle aux instants précédents. Autrement dit, le calcul de la perturbation à l'instant t nécessite de connaître la perturbation générée aux instants $t - \Delta t, t - 2\Delta t, \dots, t_0 = t - n \Delta t$. A priori, l'intégrale du modèle (9) converge pour $t_0 > \sigma_*/U_{r_b}$ où U_{r_b} est la vitesse relative caractéristique de la bulle. Pour optimiser le calcul de cette intégrale nous avons développé un algorithme qui nécessite de stocker un nombre d'instants bien moindres que n . La longueur $l_{adv}(t', t)$ permet de représenter l'advection de la perturbation par le champ $\tilde{\mathbf{u}}_b$ entre les instants t' et t . Dans notre modèle nous l'estimons simplement comme $l_{adv}(t', t) = \tilde{\mathbf{u}}_b(\mathbf{x}_b(t'), t') \times (t - t')$ ce qui permet de satisfaire la condition d'invariance galiléenne pour le modèle de \mathbf{u}_b^* . Les termes de masse ajoutée et de force de Tchen dans (6) font intervenir la dérivée matérielle de $\tilde{\mathbf{u}}_b$: $\frac{D\tilde{\mathbf{u}}_b}{Dt}$. Ce terme peut se décomposer comme :

$$\frac{D\tilde{\mathbf{u}}_b}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - \frac{\partial \mathbf{u}_b^*}{\partial t} - \mathbf{u}_b^* \cdot \nabla \mathbf{u}_b^* \quad (10)$$

et les dérivées spatiales et temporelles de \mathbf{u}_b^* sont calculées comme :

$$\frac{\partial \mathbf{u}_b^*}{\partial t} \approx \frac{\mathbf{u}_b^*(\mathbf{x}, t) - \mathbf{u}_b^*(\mathbf{x}, t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (11)$$

$$\nabla \mathbf{u}_b^* = \frac{1}{\rho_c} \int_{t_0}^t \mathbf{F}_{b \rightarrow f}(t') \nabla \delta_{\sigma^*}(\mathbf{x} - (\mathbf{x}_b(t') + \delta_{adv}(t', t))) dt' \quad (12)$$

où le noyau $\nabla \delta_{\sigma^*}$ est connu analytiquement à partir du noyau gaussien.

La validation de l'approche proposée pour estimer \mathbf{u}_b^* se fait pour le cas de la bulle isolée en ascension dans un milieu infini au repos. Dans une telle situation, la valeur de \mathbf{u}_b^* est connue a priori : $\mathbf{u}_b^* = 0$. Les résultats de simulations sont présentés et comparés aux expériences de [9] pour des bulles d'air d'un diamètre $d_b = 0.0025 \text{ m}$ dans de l'eau. Ces comparaisons mettent en valeur la nécessité de prendre en compte la perturbation de la vitesse, \mathbf{u}_b^* , lors du calcul des forces exercées sur la bulle et la pertinence du modèle proposé.

La figure 2 présente (à gauche) la vitesse verticale du fluide dans le sillage de la bulle normalisée par la vitesse terminale expérimentale de la bulle et (à droite) la vitesse verticale de la bulle normalisée par la vitesse terminale expérimentale. On observe plusieurs résultats notables. Tout d'abord, dans le cas de référence pour lequel la vitesse non perturbée $\tilde{\mathbf{u}}_b$ est imposée comme étant nulle, en accord avec le fait que le milieu est au repos, on peut voir que la vitesse du fluide dans le sillage est en accord avec les résultats expérimentaux validant ainsi la représentation

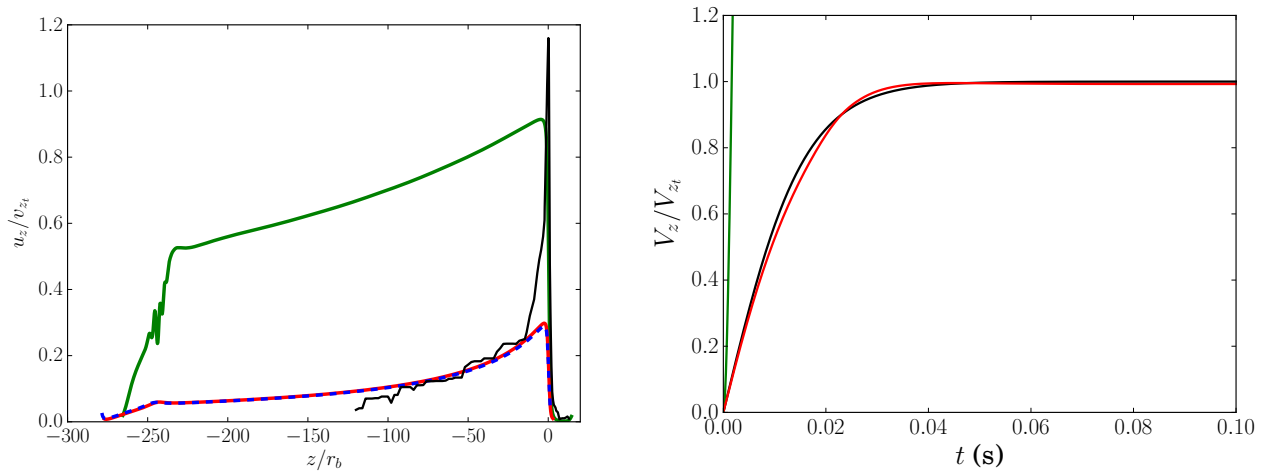


Figure 2 : (gauche) Vitesse verticale du fluide dans le sillage de la bulle normalisée par la vitesse terminale expérimentale de la bulle. En noir : résultat expérimental de [9], en pointillés bleus : résultat du cas de référence ($\tilde{\mathbf{u}}_b = 0$), en vert : résultat pour le cas sans correction ($\tilde{\mathbf{u}}_b = \mathbf{u}$), en rouge : nos résultats avec la correction ($\tilde{\mathbf{u}}_b = \mathbf{u} - \mathbf{u}_b^*$). (droite) Vitesse verticale de la bulle normalisée par la vitesse terminale expérimentale de la bulle. En noir : vitesse de la bulle pour le cas de référence ($\tilde{\mathbf{u}}_b = 0$), en vert : vitesse de la bulle pour le cas sans correction ($\tilde{\mathbf{u}}_b = \mathbf{u}$), en rouge : nos résultats avec la correction ($\tilde{\mathbf{u}}_b = \mathbf{u} - \mathbf{u}_b^*$).

choisie de l'effet des bulles sur l'écoulement (équations (4)-(5)) et que la vitesse terminale atteinte par la bulle correspond à la vitesse terminale expérimentale traduisant le fait que le coefficient C_D de la loi de traînée dans l'équation (6) est en accord avec l'expérience. Le cas où l'effet auto-induit n'est pas corrigé (c'est-à-dire : $\tilde{\mathbf{u}}_b = \mathbf{u}$), on observe une surestimation très importante de la vitesse fluide dans le sillage de la bulle et de la vitesse de la bulle. Il apparaît donc essentiel de proposer un modèle pour \mathbf{u}_b^* afin de décrire correctement le problème d'une bulle en ascension. En corrigeant l'effet auto-induit avec notre modèle décrit par l'équation (9), on observe que la vitesse du fluide dans le sillage de la bulle et la vitesse de la bulle sont en très bon accord avec le cas de référence (et les résultats expérimentaux). Cela démontre que nous sommes en mesure de reproduire convenablement la dynamique de la bulle, ainsi que l'écoulement induit par celle-ci, dans des situations complexes (c'est-à-dire lorsque $\tilde{\mathbf{u}}_b$ n'est pas connu a priori).

On s'intéresse alors à l'hydrodynamique d'un nuage de bulles en vue d'analyser les propriétés statistiques de la turbulence induite par les bulles. Ceci est illustré sur la figure 3 où l'on peut observer l'interaction entre les sillages des bulles obtenue à partir de la simulation pour un nuage de bulles homogène pour une fraction volumique d'air $\alpha = 2\%$. D'après ces premières simulations, on constate qu'il est possible de retrouver des statistiques proches de celles des expériences notamment en ce qui concerne les densités de probabilité pour la vitesse verticale fluide comme le montre la figure 3.

4. Conclusion

Cette étude a montré que l'hydrodynamique d'un bain de corium est principalement gouvernée par la convection induite par les bulles. Une approche Euler (phase continue) – Lagrange (phase dispersée) a été mise en œuvre. Dans cette approche, un modèle numérique a été

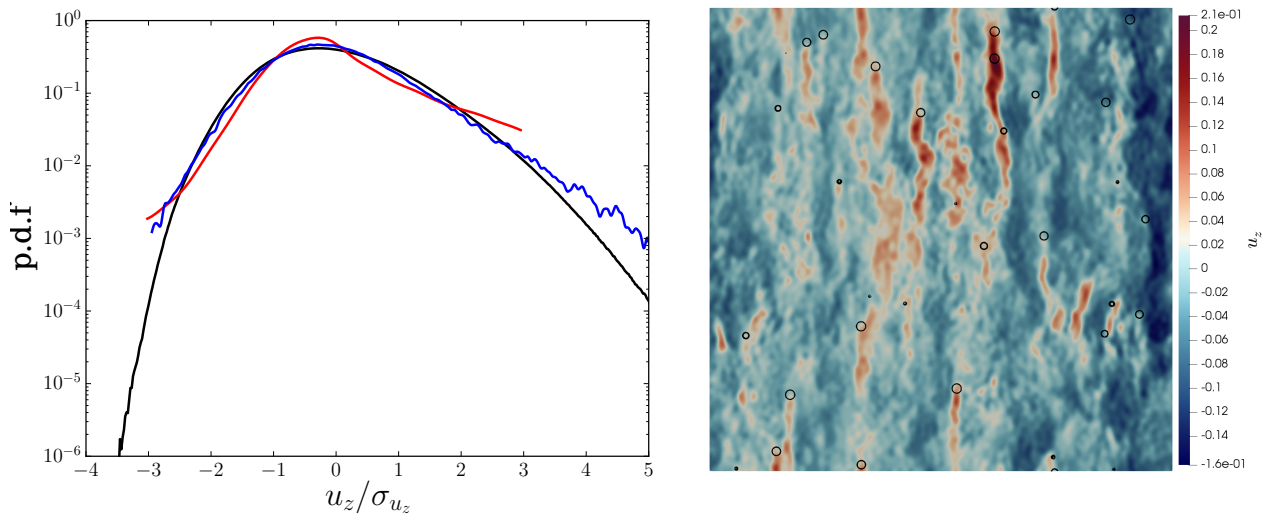


Figure 3 : (gauche) densité de probabilité de la vitesse fluide dans la direction verticale normalisée par son écart-type. En rouge, l'expérience de [9] pour $\alpha = 2.4\%$, en bleu les résultats numériques de [2] pour $\alpha = 2.5\%$ enfin en noir nos résultats actuels pour $\alpha = 2\%$. (droite) Coupe du champ de la vitesse verticale instantanée du liquide (en m/s) pour $\alpha = 2\%$. Les petits cercles représentent les coupes des bulles.

développé. Cette approche a été validée dans le cadre d'une bulle isolée en ascension dans un milieu au repos. Enfin, les premiers résultats concernant un nuage de bulles ont été présentés.

Références

- [1] Sevón, Tuomo and others, Molten core-concrete interactions in nuclear accidents, *Theory and Design of an Experimental Facility. VTT Research Notes*, Volume 2311 (2005)
- [2] Riboux, Guillaume and Legendre, Dominique and Risso, Frédéric, A model of bubble-induced turbulence based on large-scale wake interactions, *Journal of Fluid Mechanics*, 719 :632-387 (2013)
- [3] Introïni, C., Interaction entre un fluide à haute température et un béton : contribution à la modélisation des échanges de masse et de chaleur, *phd thesis* (2010)
- [4] Cognet, G., Laffont, G., Jegou, C., Pierre, J., Journeau, C., Cranga, M., Sudreau, F., and Ramacciotti, M., The VULCANO ex-vessel programme (2000)
- [5] Maxworthy, T and Gnann, C and Kürten, M and Durst, F., Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids, *Journal of fluid mechanics*, 321 :421-441 (1996)
- [6] Risso, F., Agitation, mixing, and transfers induced by bubbles. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 50, 25-48. (2018)
- [7] Zamansky, R., Coletti, F., Massot, M., and Mani, A., Radiation induces turbulence in particle-laden fluids, *Physics of Fluids*, 26(7) (2014)
- [8] Zamansky, R., Coletti, F., Massot, M., and Mani, A., Turbulent thermal convection driven by heated inertial particles, *Journal of Fluid Mechanics*, 809 :390-437 (2016)
- [9] Riboux, G., and Risso, F., and Legendre, D., Experimental characterization of the agitation generated by bubbles rising at high Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics*, 643 :509-539 (2010)

Analyse des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire

Juan David PEÑA CARRILLO^{1,2,3}, Arthur V.S OLIVEIRA^{1,2,3*}, Alexandre LABERGUE^{1,2}, Tony GLANTZ³, Georges REPETTO³, Michel GRADECK^{1,2}

¹LEMETA, Université de Lorraine, Vandœuvre-lès-Nancy, F-54500, France

²LEMETA, CNRS, UMR 7563, Vandœuvre-lès-Nancy, F-54500, France

³ IRSN PSN/SEMIA/LIMAR, B.P. 3, 13 115 St-Paul-Lez-Durance Cedex, France

* (auteur correspondant : vieradas1@univ-lorraine.fr)

Résumé - Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP) sur un réacteur à eau pressurisée (REP), le renoyage du cœur dépressurisé par les injections d'eau de secours conduit à la formation d'un écoulement diphasique dispersé de vapeur et de gouttes. L'étude porte sur la capacité de cet écoulement à refroidir les crayons combustibles éventuellement déformés. Le banc expérimental COLIBRI, représentatif à l'échelle 1 d'un sous-canal fluide, permet d'évaluer l'influence du taux de déformation des crayons combustibles sur les transferts thermiques. Des mesures couplées, thermographie infrarouge, PDA et LIF3c, ont permis 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. Afin de compléter les expériences et aider à une analyse plus fine, une modélisation mécaniste a été développée, code dit NECTAR.

Nomenclature

C_p	chaleur massique $J.kg^{-1}K^{-1}$	Φ	puissance, W
d, D	diamètre, m	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
e	épaisseur, m	ρ_o	résistivité, $\Omega.m$
I	intensité, A	<i>Indices et exposants</i>	
R	rayon interne	r	rayonnement
S_s	section droite du tube, m^2	p	paroi
T	température, K	g	goutte
t	temps, s	v	vapeur
u	vitesse, $m.s^{-1}$	Int	interne
<i>Symboles grecs</i>		Ext	externe
φ	flux de chaleur, $W.m^{-2}$	EV	évaporation

1. Introduction

L'un des accidents que peut subir un réacteur REP est l'APRP. Un tel accident se produit en cas de brèche sur le circuit primaire (rupture d'une tuyauterie ou problème d'étanchéité lié aux éléments du circuit). L'assèchement de l'assemblage combustible qui s'ensuit conduit à une augmentation importante et rapide de la température du combustible et des gaines qui peuvent éventuellement se déformer et faire apparaître des zones dites ballonnées dans l'assemblage. Afin de refroidir le cœur, de l'eau borée est injectée dans la cuve, du bas des crayons combustibles vers le haut. C'est l'opération dite de « renoyage ». Un écoulement dispersé de vapeur et de gouttes se forme donc au-delà du front de remouillage ; ainsi, une part importante des crayons n'est, dans un premier temps, refroidie que par cet écoulement diphasique. La figure 1 montre schématiquement les étapes d'un tel accident à une position axiale donnée d'un crayon combustible montrant l'importance du refroidissement dû à l'écoulement vapeur/gouttes.

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 un tel accident à l'échelle 1 d'un sous-canal fluide (canal fluide entre 4 crayons de combustible adjacents) et dans des conditions proches du cas réel, le banc expérimental COLIBRI a été développé [3]. Dans cette expérience, trois techniques optiques ont été utilisées de façon couplée afin d'avoir accès à des grandeurs d'intérêt telles la distribution en taille des gouttes, leur vitesse (PDA¹), leur température (LIF3c²) ; la température de la paroi du tube de la veine d'expérience étant elle mesurée par thermographie infra-rouge. Les détails complets concernant l'expérience COLIBRI³ sont décrits dans [4] et succinctement dans la section 2.

L'objectif de ce papier n'est pas d'analyser toutes les expériences ; on se focalisera sur une série d'expériences effectuées pour une longueur de bouchage unique (100mm) et trois différents taux de bouchage τ (0%, 61%, 90%). Le code NECTAR⁴, développé dans le cadre de ce travail, permettra une analyse plus fine de l'écoulement et des transferts.

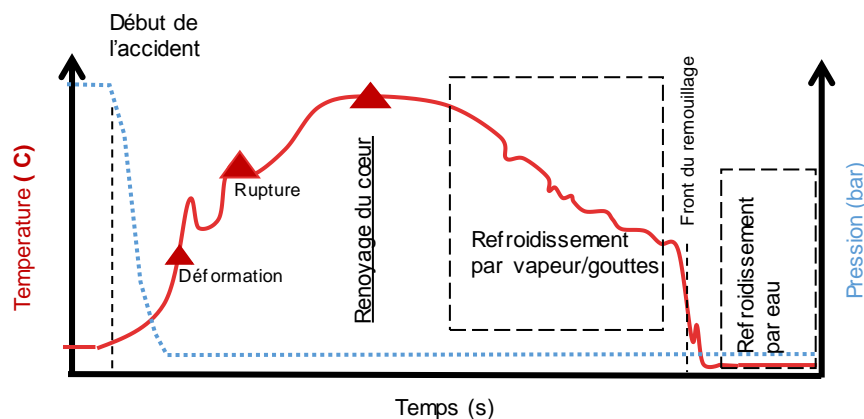


Figure 1. Schématisation des étapes d'un APRP à une position axiale donnée

2. Installation expérimentale COLIBRI

La Figure 2 présente le schéma du banc expérimental COLIBRI. 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.

La région tubulaire du banc expérimentale est composée de trois parties. Les parties I et III sont fixes et ont un diamètre interne de 11.78 mm (elles sont inconel 325), correspondant au diamètre hydraulique équivalent d'un sous-canal représentatif non déformé d'un REP. La partie II représente un sous-canal partiellement déformé. Elle est chauffée par Effet Joule en utilisant un générateur électrique. Le tableau 1 présente les différentes configurations de la partie II du banc expérimental.

	<i>C1</i>	<i>C2</i>	<i>C3</i>	<i>C4</i>	<i>C5</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
Hauteur (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

¹ Analyse Phase Doppler

² Fluorescence Induite par Laser – 3 couleurs

³ COoLIing of Blockage Region Inside a PWR Reactor

⁴ New Experimental Code for heat Transfer Analysis inside Rod bundle

Des fenêtres optiques en borosilicate sont placées en amont et en aval de cette partie afin d'autoriser les mesures optiques (Vitesse, diamètre et température des gouttes).

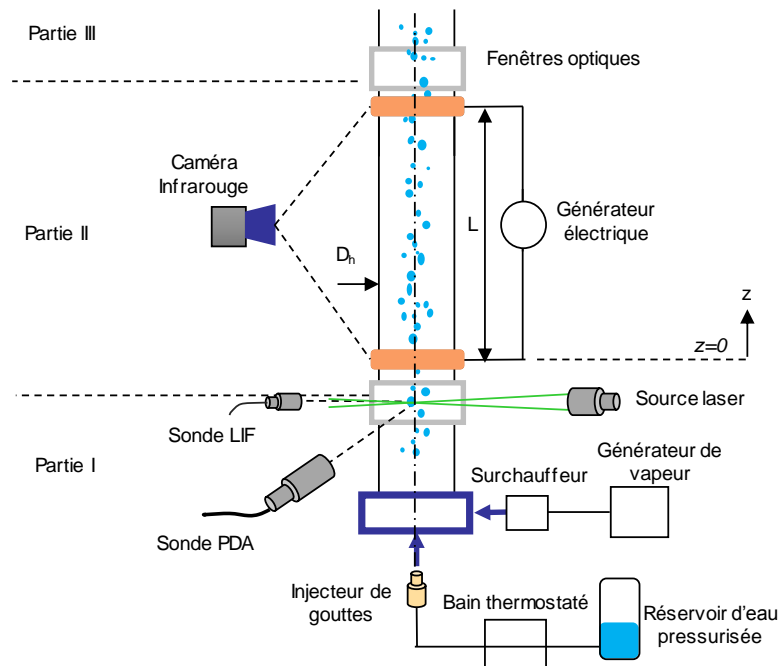


Figure 2. Schéma du banc expérimental COLIBRI

L'écoulement diphasique est injecté en amont de la partie I. Un générateur de vapeur permet d'obtenir de la vapeur à un débit massique maximale de 10 kg/h. A sa sortie, un surchauffeur permet d'augmenter sa température jusqu'à 200°C. Débit massique, température, et pression de vapeur sont également mesurés. Un injecteur de gouttes piézoélectrique produit un train de gouttes ($d_g \sim 500 \mu\text{m}$ $\dot{m}_g = 2 \text{ kg/h}$); le train de gouttes obtenu est ensuite naturellement fragmenté par l'écoulement co-courant de vapeur et un écoulement dispersé est obtenu à l'entrée de la veine d'essais.

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 permet de chauffer la partie II jusqu'à une température représentative d'un APRP ($>700^\circ\text{C}$). Une fois le régime quasi-stationnaire atteint, le générateur est coupé et les mesures simultanées de thermographie infrarouge, PDA et LIF démarrent. Les évolutions temporelles de la température externe du tube, des propriétés thermo-hydrauliques de l'écoulement des gouttes lors du refroidissement du tube sont donc connues.

L'évolution temporelle de la température externe du tube permet d'estimer le flux de refroidissement dû à l'écoulement interne :

$$\varphi_{int}(z, t) = - \left(\frac{S_s}{2\pi R} \rho_p c_{p_p}(T_p) \frac{dT_p(z, t)}{dt} \right) - \left(\left(\frac{R+e}{R} \right) (\varphi_{pertes}(z, t)) \right) + \left(\frac{\rho_o I^2}{2\pi R S_s} \right)$$

Les pertes thermiques (φ_{pertes}) sont dues à la conduction dans les brides de connexion, à la convection avec l'air ambiant et au rayonnement. Elles sont estimées par étalonnage.

3. Modélisation des transferts - Code NECTAR

3.1. Description générale du modèle et des hypothèses

Le modèle développé tient compte des principaux paramètres de la thermo-hydraulique de l'écoulement et permet, par une approche simplifiée du comportement de l'écoulement de

vapeur et de gouttes dans la section d'essais lors de son refroidissement, d'estimer les transferts thermiques et massiques internes mis en jeu. En particulier, il est important pour nous d'estimer la part du refroidissement du tube (Φ_{int}) due à l'impact des gouttes sur la paroi ($\Phi_{i,pg}$). Sur le schéma de la figure 3, nous avons représenté les principaux phénomènes mis en jeu lors du refroidissement de la section d'essais ; il est important de noter les différents couplages existants entre la paroi, la vapeur et les gouttes. Rappelons que les expériences issues de COLIBRI ne nous permettent pas directement d'estimer le flux due à l'impact des gouttes sur la paroi ($\Phi_{i,pg}$).

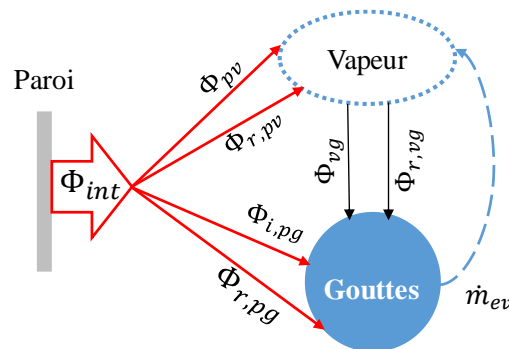


Figure 3. Mécanismes de transfert thermique pris en compte pour la modélisation mécaniste (r : rayonnement, pv : paroi/vapeur ; pg : paroi/goutte ; vg : vapeur/goutte)

La démarche de modélisation est décomposée en figure 4: le modèle utilise les résultats expérimentaux de l'expérience COLIBRI (température de paroi, diamètres des gouttes, débits massiques et températures de la vapeur et des gouttes) comme conditions initiales de simulation. Les résultats de simulation sont comparés aux résultats obtenus expérimentalement, notamment le flux thermique total (Φ_{int}) et la dynamique des gouttes en aval de la section d'essais lors du refroidissement.

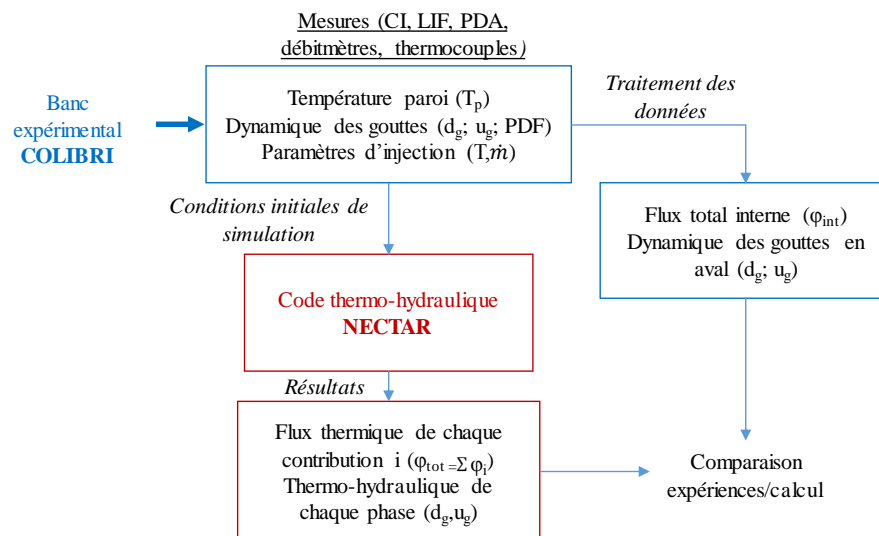


Figure 4. Démarche de modélisation : Couplage des données expérimentales avec NECTAR.

Les hypothèses suivantes sont utilisées :

- Modèle 1D axial à 2 fluides (vapeur et gouttes) en non-équilibre thermique et dynamique.
- Les gouttes sont sphériques et à température de saturation.
- La coalescence et la fragmentation de gouttes ne sont pas considérées même si on pourra en rencontrer expérimentalement dans certains cas.
- La paroi est considérée comme thermiquement « mince »

Le modèle s'appuie donc sur la résolution des équations de conservation pour chacune des phases : conservation de la masse, conservation de l'énergie, conservation de la quantité de

mouvement ; ces équations sont détaillées ci-dessous. De même, un système d'équations de transport de moments [5] est utilisé afin d'établir l'évolution longitudinale des propriétés volumiques de la phase dispersée (ie les gouttes) telles que la fraction volumique, la densité d'aire interfaciale et la densité de gouttes.

3.2. Equations de conservation

L'incrément en masse de vapeur est égal à la masse évaporée des gouttes:

$$\frac{dm_v}{dt} = \frac{dm_{EV}}{dt} \quad (1)$$

Les gouttes sont accélérées dans la conduite, principalement par l'effet combiné des forces de traînée et de pesanteur. Les forces de portance, de masse ajoutée et d'évaporation en proche paroi sont ici négligées. Ainsi, le bilan de quantité de mouvement pour une goutte isolée s'écrit de la façon suivante :

$$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{\nu C_d}{(1+B_T)} \rho_v (u_g - u_v) |u_g - u_v| + (\rho_v - \rho_g) g \quad (2)$$

Avec C_d , le coefficient de traînée pour une goutte isolée. La corrélation de Morsi [81] est utilisée pour estimer ce coefficient. Le coefficient de traînée est réduit par l'effet de l'évaporation des gouttes par le facteur $1/(1+B_T)$ (B_T étant le « Blowing factor ») ; de même, le coefficient ϑ prend en compte l'effet de l'influence de la concentration volumique dans le calcul de C_d :

$$\nu = \frac{1}{1 - 6.55\alpha_g} \quad (3)$$

Afin d'estimer l'évolution de la température de la vapeur, un bilan d'énergie est réalisé sur un élément différentiel de hauteur dz en prenant en compte les mécanismes de transfert thermique décrit en figure 3. Ainsi, la température de la vapeur à la sortie de l'élément analysé est donnée par :

$$T_v(z+dz) = \frac{[\phi_{pv} + \phi_{r,pv} - \phi_{vg} - \phi_{r,vg}] + \dot{m}_v(z) C_{p_v} T_v(z)}{\left(\dot{m}_v(z) + \frac{dm_v}{dt}(z)\right) C_{p_v}} \quad (4)$$

Les échanges vapeur/gouttes et paroi/gouttes contribuent à l'évaporation d'une partie de la masse des gouttes. Le flux d'évaporation des gouttes s'écrit donc :

$$\frac{dm_{EV}}{dt} = \frac{\phi_{vg} + \phi_{r,vg} + \phi_{r,pv} + \phi_{i,pv}}{h_{LV}} \quad (5)$$

3.3. Code NECTAR

Le domaine de modélisation comprend la partie de l'installation COLIBRI comprise entre les deux accès optiques en borosilicate. Les différentes veines d'essais (cf tableau 1) de COLIBRI peuvent être modélisées avec NECTAR. Le domaine correspondant est discrétisé axialement en N mailles fluides de hauteur dz ; les parties convergentes et divergentes sont discrétisées également par une méthode de disques. Une discrétisation de la paroi du tube est également faite, permettant d'associer une valeur de température de paroi à chaque volume fluide. Par ailleurs, les corrélations utilisées dans le modèle NECTAR sont présentées dans le tableau 2.

Conditions initiales de simulation :

- Température de paroi : La température de paroi, connue axialement à chaque pas de temps, est une condition limite dans la simulation.

- Débit massique de vapeur et de gouttes : La vitesse moyenne de la vapeur est estimée en connaissant le débit massique en entrée du domaine modélisé ; de même la vitesse des gouttes est déterminée grâce aux mesures de PDA.
- Fonction de distribution en taille des gouttes : Les mesures de PDA sont utilisées pour déduire la distribution polydisperse des gouttes imposées en entrée du modèle.
- La température de vapeur est mesurée et les gouttes sont considérées à saturation

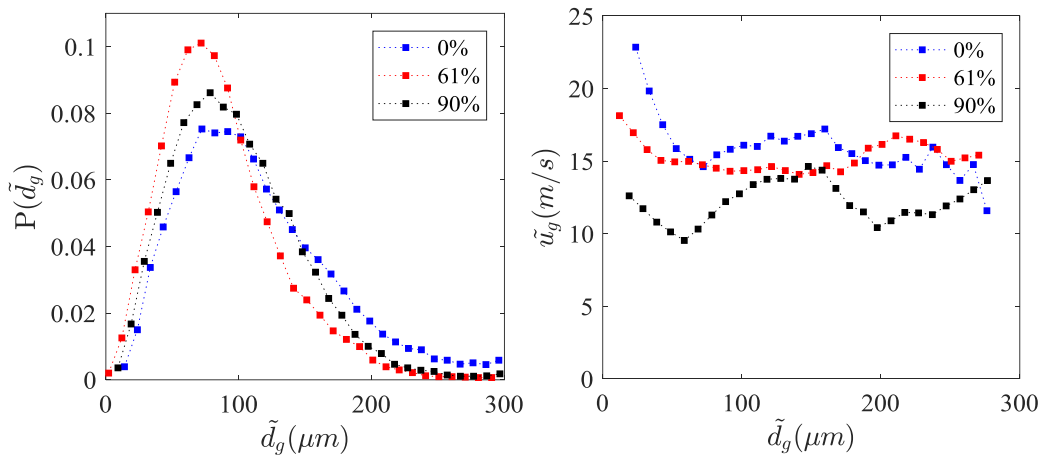


Figure 5. Distribution en diamètre et corrélation diamètre/vitesse de gouttes

4. Résultats

Des mesures ont été menées pour différentes configurations et conditions (cf tableau 1) mais dans cette partie, on s'intéressera uniquement aux configurations C1, C2 et C4 pour $\dot{m}_v = 4,3 \text{ kg/h}$ ($T_v = 170^\circ\text{C}$) et $\dot{m}_g = 0,8 \text{ kg/h}$ ($T_g = 100^\circ\text{C}$). La figure 5 montre les distributions en diamètres et la corrélation vitesse/diamètre des gouttes mesurées à l'entrée de la veine d'essais. Concernant ces distributions (pouvant être décrite par une loi log-normale), dans NECTAR, nous avons opté pour une approche qui consiste à les diviser en i classes de taille de dimension égale ; ensuite, pour chaque classe i , un diamètre de Sauter est calculé (d_{32i}). Les différents mécanismes de transfert thermique, la fraction volumique ainsi que l'aire interfaciale sont ensuite calculées pour chaque classe de taille. De cette façon, N équations de quantité de mouvement sont résolues pour chaque diamètre associé à une classe de taille. Puis, pour une position axiale donnée, les transferts thermiques pour chaque mécanisme sont calculés comme la somme des transferts thermiques associés à chaque classe de taille.

4.1. Refroidissement par l'écoulement interne

Le flux de chaleur moyen dû à l'écoulement interne est moyenné arithmétiquement sur la longueur d'analyse et on calcule ensuite la puissance par unité de longueur qui permettra de comparer les expériences effectuées pour différentes longueurs de bouchage. La figure 6 montre que le refroidissement est plus intense dans la géométrie la plus bouchée mais il faut noter que, dans ces expériences, le débit de vapeur est conservé égal ; on doit garder à l'esprit que dans un assemblage réel, le débit de vapeur serait sans doute dévié vers des zones à moindre perte de charge. Cependant, le code NECTAR permet de décrire avec une bonne confiance les expériences COLIBRI (figure 6).

4.2. Analyse des transferts

Le code NECTAR permet de déterminer la part due à chaque contribution (figure 7). La convection avec la vapeur représente le mode de refroidissement majoritaire mais il est important de noter que le refroidissement par les impacts paroi/gouttes est du premier ordre.

Les autres modes de transferts sont eux beaucoup plus faiblement responsables du refroidissement.

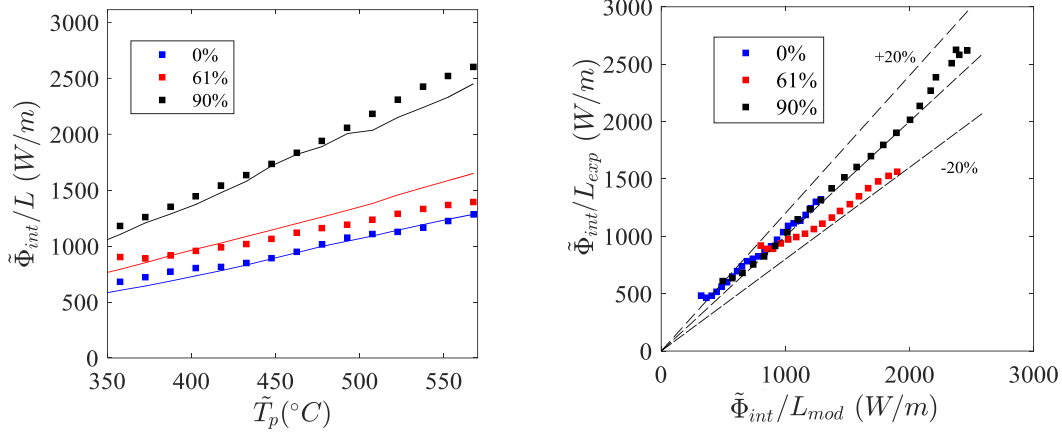


Figure 6. Comparaison expériences/calcul pour différents τ (gauche) Courbe d'ébullition moyenne (\square : expériences ; $—$: modélisation), (droite) flux expérimental en fonction du flux prédit.

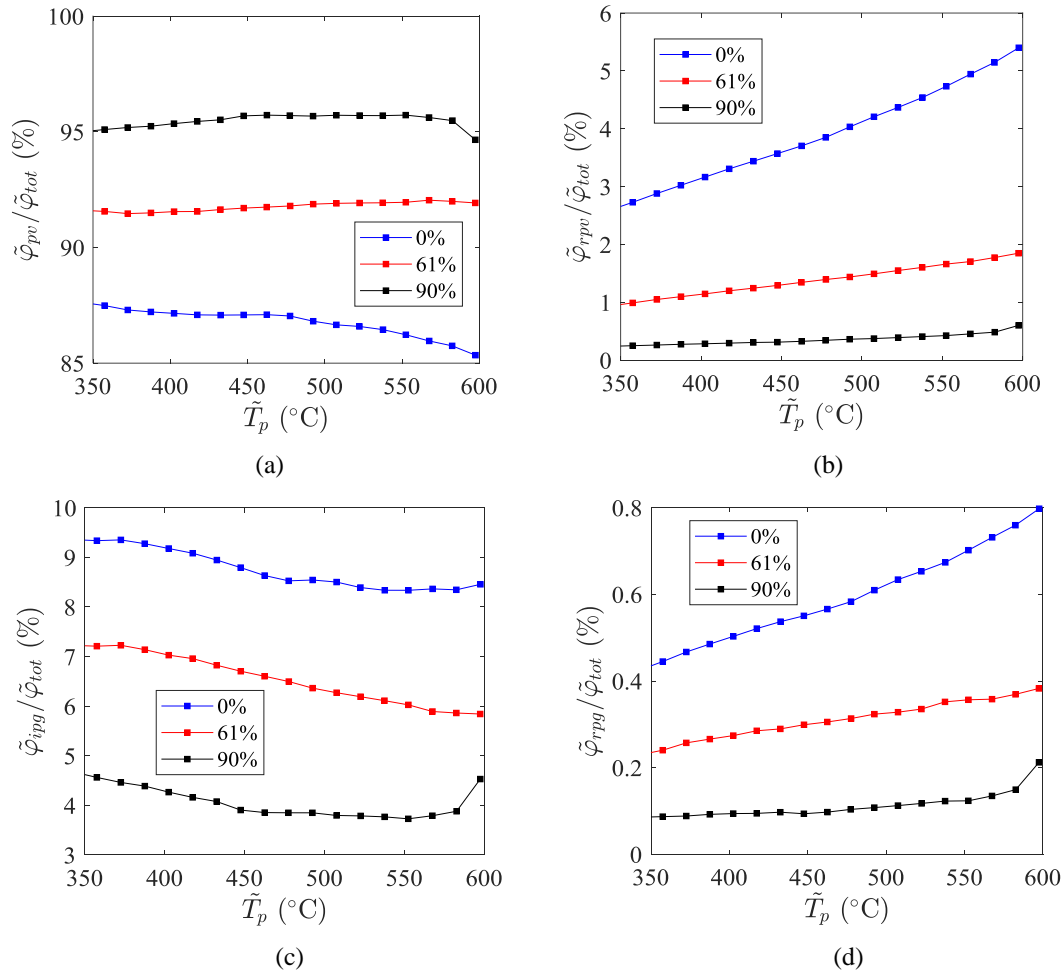


Figure 7. Contribution des mécanismes de transfert thermique lors du refroidissement pour les trois taux de bouchage: (a) Convection forcée paroi/vapeur, (b) Rayonnement paroi/vapeur, (c) Impacts paroi/gouttes, (d) rayonnement paroi/gouttes.

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 dus à un écoulement de vapeur et de gouttes lors d'un APRP (i.e expérience COLIBRI). Les résultats des simulations ont été comparés à ceux obtenus expérimentalement. Les résultats du code NECTAR sont en adéquation avec les résultats

expérimentaux. Le code permet donc de prédire avec bonne confiance les flux thermiques extraits à la paroi (incertitude de $\pm 20\%$ par rapport aux expériences). Le transfert thermique prédominant en régime de Leidenfrost est la convection forcée paroi/vapeur avec une contribution supérieure ou égale à 80% du flux total extrait. Le transfert thermique par impact paroi/gouttes est le deuxième mécanisme le plus important (En utilisant la corrélation de Gradeck et al. [6]), avec une contribution qui peut atteindre les 15% dans certains cas [4], ce qui n'est pas négligeable. L'étude se poursuit en intégrant un bypass à COLIBRI pour dériver une partie de l'écoulement de vapeur et se rapprocher ainsi un peu mieux du cas réel où les sous-canaux sont connectés.

Convection forcée paroi/vapeur	Gnielinski [6]
Convection forcée vapeur/gouttes	Lee et Ryley [7]
Rayonnement paroi/vapeur/gouttes	Sun [8]
Impacts paroi/gouttes	Gradeck[9] ; Hewitt [10] (dépôt de gouttes)

Tableau 2. *Corrélations des mécanismes de transfert thermique utilisées dans NECTAR.*

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, T. Glantz, G. Repetto, M. Gradeck, Identification des transferts thermiques d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire, Congrès annuel de la SFT, Pau, 2018
- [4] J. Pena Carrillo, Etude expérimentale du transfert paroi-fluide dans le cas d'un écoulement vertical vapeur-gouttes dans une géométrie tubulaire, thèse Université de Lorraine, 2018
- [5] P. Ruyer, “Modélisation de la polydispersion en taille : Méthode des moments appliquée aux écoulements adiabatiques à bulles,” *Note Tech. IRSN*, 2008.
- [6] V. Gnielinski, “New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow,” *Int. Chem. Eng.*, vol. 16, pp. 359–368, 1976.
- [7] K. Lee and D. J. Ryley, “The Evaporation of Water Droplets in Superheated Steam,” *J. Heat Transfer*, vol. 90, no. 4, p. 445, Nov. 1968.
- [8] K. H. Sun, J. M. Gonzales-Santalo, and C. L. Tien, “Calculation of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions,” *J. Heat Transfer*, vol. 98, no. 3, pp. 414–420, 1976.
- [9] M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer, and D. Maillet, “Heat transfer for Leidenfrost drops bouncing onto a hot surface,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 47, no. October 2016, pp. 14–25, 2013.
- [10] G. F. Hewitt and A. H. Govan, “Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 33, no. 2, pp. 229–242, Feb. 1990.

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

Conception et caractérisation de matériaux composites polymères à conductivité thermique améliorée

Oguzhan DER¹, Stuart EDWARDSON², Volfango BERTOLA^{1*}

¹Laboratory of Technical Physics, School of Engineering, University of Liverpool
Brownlow Hill - Liverpool L69 3GH, UK

²Centre for Laser Manufacturing, School of Engineering, University of Liverpool
Brownlow Hill - Liverpool L69 3GH, UK

*(auteur correspondant : Volfango.Bertola@liverpool.ac.uk)

Résumé - Un nouveau type de feuille de polypropylène composite est décrit et testé. Le concept consiste à prendre en sandwich un canal serpentin en boucle fermée, découpé dans une feuille de polypropylène et contenant un mélange liquide-vapeur automoteur, entre deux feuilles du même matériau liées par soudage laser sélectif. La réponse thermique d'une feuille de polymère prototype a été caractérisée pour différents niveaux de puissance thermique et orientations spatiales. La conductance thermique équivalente, calculée à partir des températures de surface aux extrémités de la feuille, augmente quatre à six fois par rapport à une feuille de polypropylène composite sans fluide de travail.

Nomenclature

D	diamètre, m	<i>Indices et exposants</i>	
g	constante de gravité, m/s^2	C	condenseur
K	conductance thermique, $W/^\circ C$	eq	équivalente
P	pression, Pa	E	évaporateur
\dot{Q}	puissance thermique, W	G	gaz
T	température, K	H	hydraulique
<i>Symboles grecs</i>		L	liquide
σ	tension de surface, N/m		
ρ	densité, kg/m^3		

1. Introduction

L'utilisation de matériaux polymères pour remplacer les pièces métalliques est le choix naturel pour répondre aux contraintes de poids et de coût d'un grand nombre d'appareils et d'applications, y compris les applications spatiales, aéronautiques et électroniques portables. Alors que les matériaux polymères offrent d'excellentes caractéristiques de flexibilité mécanique, de résistance à la fatigue, de faible poids et de faible coût par rapport aux matériaux métalliques, ils présentent des performances de transfert de chaleur médiocres en raison de leur faible conductivité thermique.

Récemment, plusieurs tentatives ont été menées pour augmenter la conductivité thermique des polymères en utilisant des additifs à conductivité thermique élevée, tels que des minéraux, des fibres et des métaux [1]. La taille des charges atteint souvent l'échelle nanométrique pour obtenir une interaction directe et efficace entre les composants. Les propriétés finales de ces nanocomposites dépendent des propriétés de leurs composants, de la forme, de la taille, de la distribution et de l'orientation de la phase dispersée. Les additifs peuvent être ajoutés in situ

pendant le processus de synthèse ou ex-situ par dispersion mécanique dans un polymère fondu en utilisant un turbomixeur ou une extrudeuse à double vis. Les additifs couramment utilisés comprennent des particules [2, 3], des fibres [4], des poudres ou particules métalliques [5, 6] et des nanotubes de carbone [7, 8, 9].

Dans le présent travail, il est proposé de fabriquer des feuilles de polymère composites incorporant des caloducs pulsés, qui présentent une conductivité thermique équivalente significativement supérieure à celle du matériau polymère solide [10, 11]. La technologie des caloducs pulsés est basée sur la circulation d'un fluide de travail autopulsé dans un canal serpentin à boucle fermée, qui est découpé dans une feuille de polypropylène et pris en sandwich entre deux feuilles de polypropylène transparentes, liées par soudage par transmission laser sélective. Quand de la chaleur est fournie à un côté de la feuille polymère composite (l'évaporateur), le fluide de travail s'évapore ; l'augmentation de température et de pression qui en résulte provoque la dilatation de la vapeur et pousse le fluide de l'évaporateur vers la section du condenseur, où la chaleur est rejetée dans un environnement plus froid. Les bouchons de vapeur agissent mécaniquement comme un piston sur les bouchons de liquide adjacents, assurant la circulation du fluide de travail. Le retour du condensat à l'évaporateur peut être davantage entraîné par la gravité et/ou la capillarité, en fonction du diamètre hydraulique du canal.

Les performances thermiques d'une feuille de polypropylène composite ayant des dimensions de 250 mm de longueur, 98 mm de largeur et 1,5 mm d'épaisseur, et contenant un fluide caloporteur, ont été testées en appliquant à la section de l'évaporateur une rampe de puissance à étages croissante/décroissante comprise environ entre 2 W et 30 W, et en mesurant les températures à la surface de la feuille. Lorsque l'apport calorifique maximal est de 31,82 W, la résistance thermique équivalente atteint un minimum de 1,35°C/W ; en comparaison, la résistance thermique équivalente de l'enveloppe en feuille de polymère composite sans fluide de travail est de 7,9°C/W, ce qui signifie que la conductance thermique équivalente augmente de 585% par rapport à la feuille de polypropylène composite sans fluide caloporteur.

2. Conception et fabrication

2.1. Sélection des matériaux

Les polymères thermoplastiques sont le choix plus sensé pour produire des dispositifs fluidiques peu coûteux et caractérisés par une flexibilité mécanique ; Les autres avantages sont le rapport résistance mécanique / poids, la simplicité de mise en forme et de production en série, et la facilité de recyclage. Cependant, leur conductivité thermique relativement faible empêche leur utilisation dans les applications de transfert de chaleur et de gestion thermique. Dans la présente étude, des matériaux polymères appropriés pour la fabrication de dispositifs fluidiques ont été sélectionnés selon les critères suivants :

- Flexibilité mécanique - Matériaux avec module de Young et module de flexion inférieur à 1 GPa et allongement à la contrainte critique supérieur à 2%.
- Compatibilité chimique avec les fluides de travail (eau, acétone, éthanol),
- Températures de service maximales et minimales.
- Soudabilité par transmission laser sélective.

Sur la base de ces critères, le polypropylène a été identifié comme le meilleur candidat à l'aide du logiciel CES EduPack 2015 (Granta Design Ltd.). Le polypropylène présente des avantages supplémentaires, tels qu'une résistance élevée à l'abrasion, une résistance à plusieurs acides, alcalins et solvants dans une plage de températures jusqu'à 140°C, et un coût relativement bas par rapport à d'autres matériaux plastiques.

2.2. Conception thermohydraulique

Le caloduc pulsé a été conçu comme un canal serpentin à boucle fermée [12], découpé dans une feuille de polypropylène rectangulaire ayant des dimensions de 250 mm de longueur et 98 mm de largeur, comme illustré à la figure 1. Pour assurer la circulation du fluide caloporteur dans le régime capillaire, le diamètre hydraulique, D_H , doit être compris dans la plage suivante [13] :

$$0.7 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \leq D_H \leq 1.8 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (1)$$

Selon Eq. (1) le diamètre hydraulique dépend des propriétés du fluide ; en particulier pour l'éthanol ($\rho = 789 \text{ kg/m}^3$; $\sigma = 22 \text{ mN/m}$) Eq. (1) donne $1,18 \text{ mm} \leq D_H \leq 3,04 \text{ mm}$, tandis que pour le fluide réfrigérant FC-72 ($\rho = 1680 \text{ kg/m}^3$; $\sigma = 10 \text{ mN/m}$), le critère devient $0,54 \text{ mm} \leq D_H \leq 1,4 \text{ mm}$. Afin d'assurer une bonne flexibilité mécanique, le canal du caloduc a été obtenu dans une feuille de polypropylène d'une épaisseur de 0,7 mm ; en conséquence, avec une largeur de canal de 9 mm, on obtient un diamètre hydraulique de 1,3 mm, ce qui convient pour l'utilisation du caloduc avec les deux fluides considérés. Par conséquent, il est possible d'insérer jusqu'à six portions parallèles du canal à l'intérieur de la largeur du caloduc, correspondant à un canal à cinq courbes, comme illustré à la figure 1. Dans cette configuration, le canal a un volume total de 8,4 mL, tandis que dans la configuration à trois courbes, il est de 5 mL.

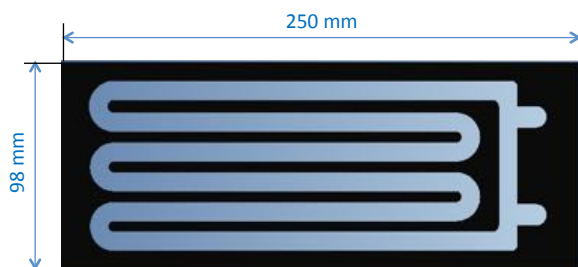


Figure 1 : Schéma du canal serpentin en boucle fermée

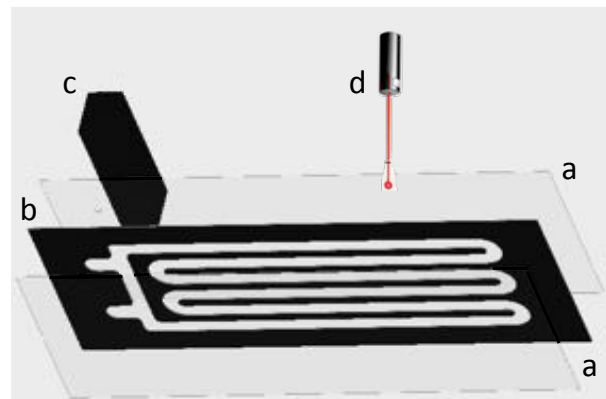


Figure 2 : Schéma du processus d'assemblage et de soudage au laser

2.3. Fabrication

Le canal du caloduc pulsé a été obtenu dans une feuille de polypropylène noir par découpe au laser. La découpe au laser a été préférée aux autres technologies de fabrication parce que elle permet d'obtenir des géométries de découpe complexes rapidement et avec précision par rapport à d'autres procédés, à condition que le matériau ne surchauffe pas, ce qui provoquerait une déformation du contour du canal. La qualité de la coupe est principalement déterminée par sa largeur, qui a été minimisée en agissant sur la mise au point du laser, et par la rugosité de ses bords [14]. Pour améliorer la finition des bords de coupe, chaque canal a été coupé en répétant plusieurs passes de gravure, en enlevant environ 0,1 mm de matériau à chaque passe.

La deuxième étape du processus de fabrication a consisté à sceller les deux côtés ouverts du canal avec deux feuilles de polypropylène transparent par soudage par transmission laser afin de créer des joints lisses, sans soudure et robustes entre les couches [15]. L'énergie du laser traverse la couche transparente transmissive et est absorbée par la couche noire adjacente, en

fondant les deux feuilles exactement à l'interface [16], comme indiqué schématiquement à la figure 2. Pour assurer un soudage uniforme, les feuilles de plastique ont été serrées entre deux lames de verre pour permettre au faisceau laser d'atteindre la feuille de polypropylène.

Les principaux paramètres de soudage ont été optimisés à l'aide d'une approche essais et erreurs ; ils correspondent à une distance focale égale à 24,7 cm, une puissance laser de 1,9 W et une vitesse de coupe de 18 mm/min, tandis que la largeur de la ligne de soudure est égale à 0,3 mm. Pour assurer un soudage plus fort et éliminer les éventuelles imperfections, le processus consistait en deux passes avec des directions de soudage orthogonales.

3. Montage expérimental et procédure

Le montage expérimental est représenté schématiquement à la figure 3. Les feuilles caloducs composites ont été montées sur un cadre de support vertical, avec la zone de l'évaporateur en bas et le condenseur en haut.

Deux plaques chauffantes en céramique (100 W chacune) ont été appliquées des deux côtés du caloduc dans la région de l'évaporateur ; pour distribuer uniformément la chaleur, deux plaques de cuivre ont été placées entre chaque élément chauffant et la surface du caloduc pulsant, tandis qu'une pâte thermique a été utilisée pour minimiser la résistance de contact. Les plaques chauffantes ont été connectées à une alimentation CC réglable (Circuit Specialists CSI 12001X) pour permettre un contrôle précis de la puissance thermique fournie à l'évaporateur. Le condenseur était refroidi par deux dissipateurs de chaleur assistés par ventilateur (Malico).

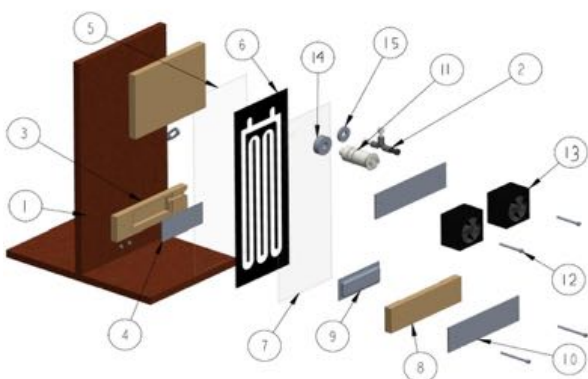


Figure 3 : Vue d'assemblage éclaté du montage expérimental : (1) cadre de support ; (2) vanne micrométrique ; (3,8) isolation thermique ; (4,9) plaques chauffantes ; (5,6,7) feuilles de polypropylène ; (10) plaque de fixation ; (11) transducteur de pression ; (13) ventilateurs de refroidissement

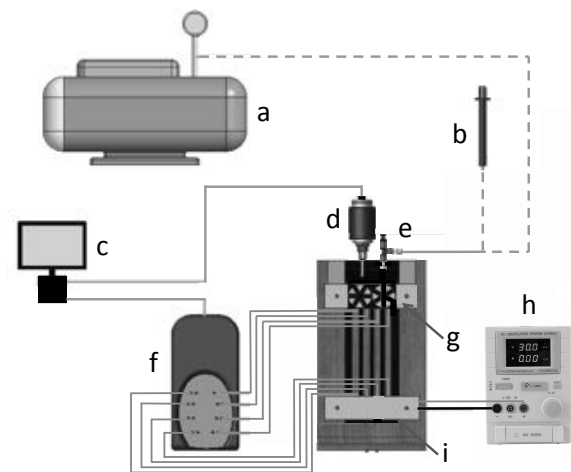


Figure 4 : Schéma du dispositif expérimental : (a) pompe à vide, (b) seringue, (c) acquisition numérique et PC, (d) transducteur de pression, (e) vanne micrométrique, (f) unité thermocouples, (g) ventilateurs de refroidissement, (h) alimentation électrique, et (i) plaques chauffantes

Le canal du caloduc a été connecté à un transducteur de pression (Gems 3500, 0-160 kPa) et à une vanne micrométrique (Upchurch Scientific), utilisée à la fois pour créer le vide à l'intérieur du canal et pour introduire le fluide caloporteur. La sortie CC du transducteur de pression a été échantillonnée à 1 Hz par un système d'acquisition numérique (LabJack U6).

Huit thermocouples de surface (Omega Engineering) ont été placés à la surface du caloduc,

quatre dans la zone de l'évaporateur et quatre dans la zone du condenseur, et connectés à leur système d'acquisition numérique. La distribution de la température dans la région adiabatique a été visualisée par une caméra infrarouge FLIR One (FLIR Systems Inc.).

Pour introduire le fluide caloporteur (éthanol ou réfrigérant FC-72), on a d'abord créé le vide à une pression de $0,2 \pm 0,5$ kPa (abs) à l'intérieur du canal, à l'aide d'une pompe à vide à deux étages (Bacoeng) ; ensuite, le fluide contenu dans un réservoir externe à la pression atmosphérique a été introduit dans la quantité souhaitée (3 ml pour l'éthanol et 4 ml pour le FC-72, correspondant respectivement à 60% et 50% du volume du canal) en ouvrant doucement la vanne micrométrique de dosage.

Les expériences ont été menées avec le caloduc en position verticale, en appliquant à la section de l'évaporateur une rampe échelonnée de puissance thermique ascendante / descendante d'environ 2 W à 30 W et en mesurant les températures à la surface de la feuille de polypropylène à une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz. Pour chaque niveau de puissance, l'apport de chaleur était maintenu constant jusqu'à ce qu'un régime pseudo-stationnaire soit atteint. Les tests ont été interrompus plus tôt si un point quelconque de la feuille de polypropylène atteignait une température de 110°C , pour éviter de s'approcher du point de fusion du matériau. Des expériences préliminaires ont montré que la circulation en deux phases dans le caloduc avec FC-72 commençait avec un apport de chaleur d'environ 2,5 W à l'évaporateur, et d'environ 5 W dans le caloduc avec éthanol.

4. Résultats

La figure 5 montre le transitoire de chauffage d'une feuille de polypropylène composite avec un canal à trois courbes contenant de l'éthanol lorsqu'une puissance thermique constante d'environ 5 W est fournie à l'évaporateur.

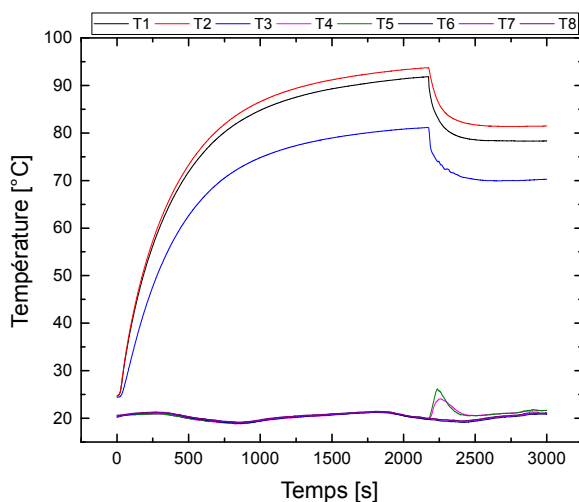


Figure 5 : Températures sur l'évaporateur et sur le condenseur d'un caloduc avec un canal serpentin à trois courbes et éthanol comme fluide caloporteur, pour une puissance thermique constante de 5,2 W

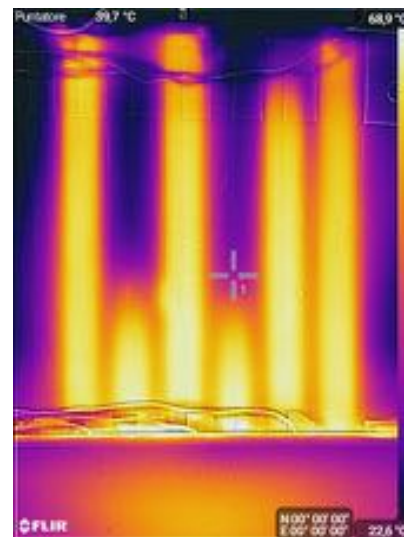


Figure 6 : Distribution de la température dans la région adiabatique d'un caloduc à cinq courbes avec FC-72 comme fluide caloporteur, pour une puissance thermique de 5,2 W

Initialement, la température de l'évaporateur augmente de façon exponentielle, comme dans un processus normal de transmission de chaleur par conduction ; le début de l'ébullition, qui entraîne la circulation du fluide dans le canal, correspond à une forte diminution de la température

dans l'évaporateur en raison de l'augmentation du coefficient d'échange thermique.

Un exemple de répartition de la température dans la région adiabatique lorsque la feuille de polymère composite est chauffée dans la zone de l'évaporateur, obtenu à l'aide de l'imagerie infrarouge, est présenté à la figure 6. Contrairement aux matériaux homogènes dans la direction du flux de chaleur, où l'on peut identifier un gradient de température avec des lignes isothermes orthogonales au flux de chaleur, la feuille de polypropylène composite présente une alternance de bandes chaudes et froides, correspondant respectivement au fluide en ébullition (ascendant) et au condensat (descendant).

Les températures mesurées à la surface de l'évaporateur et du condenseur pendant la rampe montante / descendante de la puissance thermique fournie à l'évaporateur sont illustrées à la figure 7, tandis que la figure 8 présente les valeurs correspondantes de la pression mesurée à l'intérieur du canal. En raison de la conductivité thermique relativement faible du polypropylène et de l'écoulement diphasique liquide-vapeur intrinsèquement instable, la feuille composite présente une inertie thermique importante et atteint un état pseudo-stationnaire environ 40 minutes après chaque changement du niveau de la puissance de chauffage.

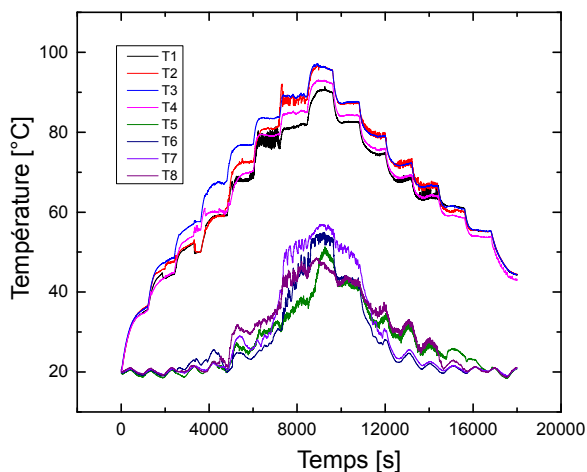


Figure 7 : Températures mesurées dans les zones de l'évaporateur (T1-T4) et du condenseur (T5-T8) du caloduc rempli de FC-72 en position verticale pendant la rampe d'alimentation montante / descendante

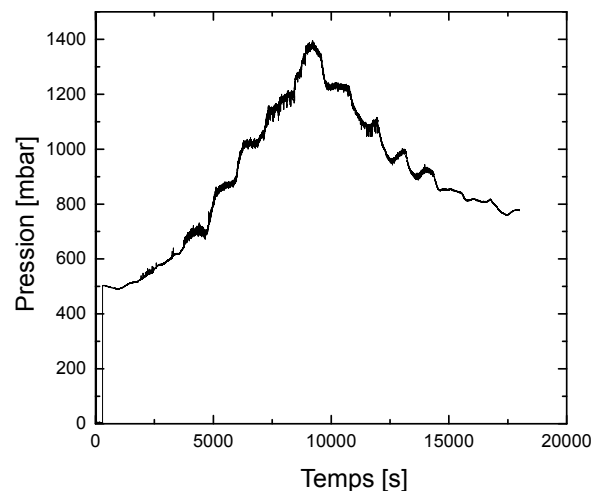


Figure 8 : Pression absolue mesurée dans le canal du caloduc en position verticale pendant la rampe d'alimentation montante / descendante

La conductance thermique équivalente de la feuille de polypropylène composite conçue dans la direction longitudinale a été calculée comme suit :

$$K_{eq} = \frac{\dot{Q}}{T_E - T_C} \quad (2)$$

Les performances thermiques globales de la feuille de polymère composite sont illustrées aux figures 9 et 10, qui montrent la conductance thermique équivalente du matériau entre l'extrémité chaude et l'extrémité froide, calculée selon l'équation 2, en fonction de la puissance thermique de chauffage à l'évaporateur, respectivement pour la feuille à trois tours remplie d'éthanol et la feuille à cinq tours remplie de FC-72. Pour quantifier l'amélioration du transfert de chaleur due à la circulation du fluide, ces valeurs sont comparées à la conductance thermique équivalente des feuilles composites sans fluide caloporteur.

La valeur la plus élevée de la conductance thermique équivalente est observée pour le caloduc à cinq courbes rempli de FC-72, à la puissance de chauffage maximale de 31,3 W, où la conductance thermique atteint une valeur maximale de 0,74 W/°C ; cela signifie que la conductance thermique équivalente du caloduc augmente de 585% par rapport à la feuille de polypropylène composite sans fluide de travail (0,126 W/°C). L'augmentation correspondante de la conductivité thermique observée dans la feuille à trois tours remplie d'éthanol est environ 250% plus élevée que celle de la feuille composite sans fluide de travail (0,067 W/°C), soit 0,16 W/°C au chauffage maximal. alimentation de 14,7 W. Les performances différentes sont évidemment dues au nombre de tours du canal et aux propriétés de fluide différentes : l'évaporation du FC-72 (capacité thermique : 1,1 kJ/kgK ; chaleur latente ; 88 kJ/kg) est plus facile que celle de l'éthanol (capacité thermique : 2,5 kJ/kgK ; chaleur latente ; 846 kJ/kg). Dans les deux cas, la performance maximale est limitée par la température de la feuille composite dans la région de l'évaporateur, qui est limitée par la température maximale de service continu du matériau utilisé.

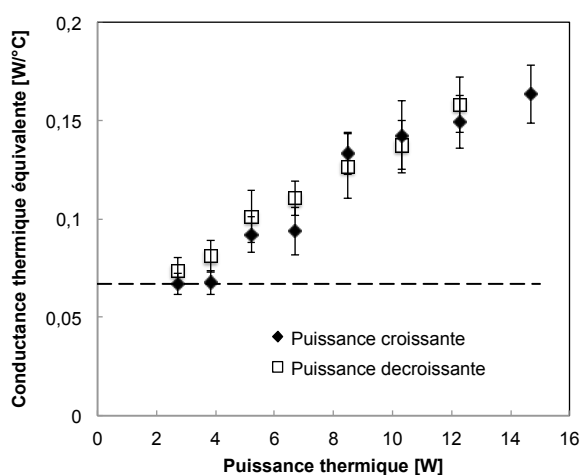


Figure 9 : Conductance thermique équivalente d'un caloduc avec canal à trois courbes rempli d'éthanol, en fonction de la puissance thermique fournie à l'évaporateur ; la ligne en pointillé indique la conductance thermique de la feuille de polypropylène composite sans fluide

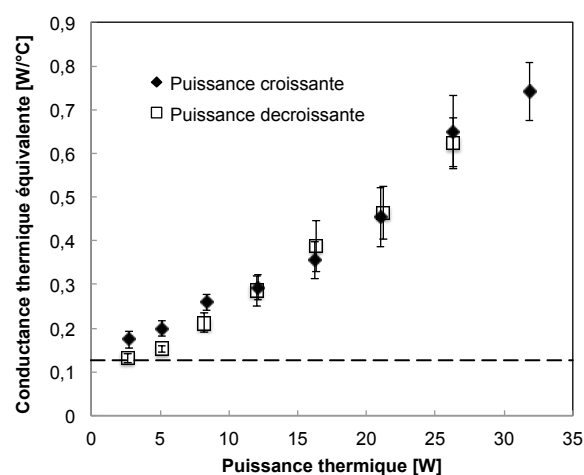


Figure 10 : Conductance thermique équivalente d'un caloduc avec canal à cinq courbes rempli de FC-72, en fonction de la puissance thermique fournie à l'évaporateur ; la ligne en pointillé indique la conductance thermique de la feuille de polypropylène composite sans fluide

5. Conclusion

Un nouveau concept de feuille polymère composite avec conductivité thermique améliorée a été conçu et fabriqué à l'aide de trois feuilles de polypropylène, liées entre elles par soudage au laser sélectif, la feuille centrale contenant un canal en serpentin rempli d'un fluide caloporteur. La réponse thermique a été évaluée pour deux géométries différentes du canal et deux fluides différents, pour différentes valeurs de l'apport de chaleur à l'évaporateur.

Les résultats préliminaires indiquent une augmentation de 250% de la conductance thermique équivalente pour la feuille avec canal à trois courbes remplie d'éthanol et une augmentation de 585% pour la feuille avec canal à cinq courbes remplie de FC-72, respectivement. La technologie proposée représente une voie prometteuse pour produire des matériaux polymères composites présentant des caractéristiques thermiques améliorées.

Références

- [1] S.K. Mazumdar, *Composites Manufacturing : Materials, Product, and Process Engineering*, CRC Press (2001).
- [2] D. Kumlutas, I.H. Tavman, A numerical and experimental study on thermal conductivity of particle filled polymer composites, *Journal of thermoplastic composite materials*, 19-4 (2006) 441-455.
- [3] I. Krupa, A. Boudenne, L. Ibos, Thermophysical properties of polyethylene filled with metal coated polyamide articles, *European Polymer Journal*, 43-6 (2007) 2443-2452.
- [4] I.H. Tavman, H. Akinci, Transverse thermal conductivity of fiber reinforced polymer composites, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 27-2 (2000) 253-261.
- [5] S.N. Maiti, K. Ghosh, Thermal characteristics of silver powder-filled polypropylene composites, *Journal of applied polymer science*, 52-8 (1994) 1091-1103.
- [6] D.W. Chae, S.S. Hwang, S.M. Hong, S.P. Hong, B.G. Cho, B.C. Kim, Influence oh hight contents of silver nanoparticles on the physical properties of poly(vinylidene fluoride), *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 464 (2007) 233-241.
- [7] M. Biercuk, M. Llaguno, M. Radosavljevic, J. Hyun, A. Johnson, J. Fischer, Carbon nanotube composites for thermal management, *Appl. Phys. Lett.*, 80 (2000) 2767-2769.
- [8] R. Haggemueller, C. Guthy, J.R. Lukes, J.E. Fischer, K.I. Winey, Single wall carbon nanotube/polyethylene nanocomposites : thermal and electrical conductivity, *Macromolecules*, 40-7 (2007) 2417-2421.
- [9] K.I. Winey, T. Kashiwagi, M. Mu, Improving electrical conductivity and thermal properties of polymers by the addition of carbon nanotubes as fillers, *MRS Bull.*, 32 (2007) 348-353.
- [10] O. Der, M. Marengo and V. Bertola, A low cost, flexible pulsating heat pipe technology, *Proc. 3rd Thermal and Fluids Engineering Conference (TFEC)* (Fort Lauderdale, Florida, USA, 4–7 mar. 2018), Paper No. TFEC-2018-21455.
- [11] O. Der, M. Marengo and V. Bertola, Thermal performance of pulsating heat stripes (PHS) built with plastic materials, *Proc. Joint 19th International Heat Pipe Conference (IHPC) and the 13th International Heat Pipe Symposium (IHPS)* (Pisa, Italy, 10-14 juin 2018).
- [12] H. Ma, *Oscillating Heat Pipes*, Springer, New York (2015).
- [13] S.B. Paudel and G.J. Michna, Effect of inclination angle on pulsating heat pipe performance, *Proc. 12th ASME International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels* (Chicago, Illinois, USA, 3–7 aug. 2014), Paper No. ICNMM2014-22016.
- [14] I.A Choudhury and S. Shirley, Laser cutting of polymeric materials : An experimental investigation, *Optics–Laser Technology*, 42 (2010) 503-508.
- [15] N. Amanat, N.L. James and D.R. McKenzie, Welding methods for joining thermoplastic polymers for the hermetic enclosure of medical devices, *Med. Eng. Phys.*, 32 (2010) 690-699.
- [16] A.B Humbe, P.A. Deshmukh, C.P. Jadhav and S.R. Wadgane, Review of laser plastic welding process, *International Journal of Research in Engineering - Technology*, 2 (2014) 191-206.

Remerciements

O. Der reconnaît avec gratitude une bourse doctorale YLSY de la République de Turquie, ministère de l'Education nationale.

Simulation numérique de la décharge de chaleur par solidification d'un matériau surfondu.

Cédric LE BOT^{1*}, Marie DUQUESNE¹, Fouzia ACHCHAQ², Jean TOUTAIN¹

¹ Bordeaux INP, CNRS, I2M Bordeaux, ENSCBP, 16 avenue Pey Berland, 33600 Pessac, France

² Université de Bordeaux, CNRS, I2M Bordeaux, Esplanade des Arts et Métiers, 33400 Talence, France

* (auteur correspondant : lebot@enscbp.fr)

Résumé - Le Xylitol est un matériau à changement de phase particulièrement intéressant pour le stockage de l'énergie. En effet, il a un point de fusion de 368K, une chaleur latente élevée (263 J/g), une surfusion importante, une probabilité de nucléation spontanée très basse et un prix acceptable. Une fois les cinétiques de cristallisation estimées expérimentalement, l'influence de la température du bulk et celle du coefficient d'échange sur le processus de décharge ont été étudiées numériquement. Les résultats montrent que ces paramètres ont un impact sur la puissance et le temps de décharge.

Nomenclature

Bi	nombre de Biot	v	vitesse d'interface, $m.s^{-1}$
C_1	valeur paramétrique (mm^{-2})	<i>Symboles grecs</i>	
C_2	valeur paramétrique (K^{-1})	α	ordre de convergence
C_p	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	ΔH_m	chaleur latente, $J.g^{-1}$
E	largeur de l'échantillon, m	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
f_s	fraction solide	μ	viscosité dynamique, Pa.s
h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
kb	constante de Boltzmann	<i>Indices et exposants</i>	
R	constante des gaz parfaits	i	initial
Ste	nombre de Stefan	int	interface
t	temps, s		
T	température, K		

1. Introduction

Le stockage d'énergie thermique est reconnu comme étant un élément incontournable pour optimiser l'utilisation de ressources énergétiques multiples (ex: solaire, éolien, géothermie, rejets thermiques, gaz). Les systèmes de stockage d'énergie thermique consistent à concevoir un procédé capable de capter et conserver la chaleur sur une durée plus ou moins longue et à la décharger à un moment souhaité, à une intensité ou une température contrôlée. Parmi les procédés envisageables, les systèmes basés sur la chaleur sensible stockent et déchargent la chaleur sur un intervalle de températures large. Les systèmes thermochimiques stockent ou déchargent l'énergie thermique au travers de réactions chimiques et bénéficient d'une grande capacité de stockage. Les systèmes à base de matériaux à changement de phase (MCP) profitent de la chaleur latente d'un tel matériau pour stocker la chaleur lors de la fusion et pour la décharger lors de la solidification. Selon le matériau et les conditions, le changement de phase peut opérer à température constante (température de fusion T_m) ou bien sur un intervalle de températures plus ou moins grand (alliages à composition variable ou présence de surfusion), et généralement profitent d'une grande chaleur latente pour stocker plus de chaleur que les systèmes de stockage à chaleur sensible.

Parmi les MCP, le Xylitol, un polyol, est particulièrement intéressant pour le stockage saisonnier de l'énergie solaire. En effet, il a un point de fusion de 95°C, une chaleur latente élevée (263 J/g), une surfusion très importante, une probabilité de nucléation spontanée très

basse et un prix acceptable [1]. Un dispositif d'observation et de mesure « in situ » a été mis en place permettant de filmer en visible le développement de la phase cristalline à l'échelle du micron lors de la cristallisation de Xylitol surfondu pour des températures allant de 293K à 383K [2]. Les expériences se font à température de bulk constante et la cristallisation est induite par la mise en contact du liquide surfondu avec un petit cristal du même produit. Les observations en microscopie optique sont particulièrement pertinentes pour étudier la morphologie des cristaux, ses évolutions et par conséquent leurs cinétiques de cristallisation et ce, à différents degré de surfusion. La figure 1 présente un exemple de suivi de l'interface solide-liquide au cours de la solidification du Xylitol surfondu.

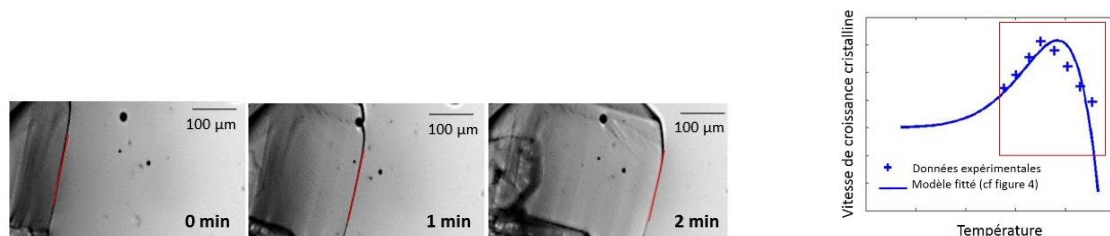


Figure 1 : *Observation en microscopie optique de la solidification d'un échantillon de Xylitol surfondu, initiée via un cristal de xylitol à un degré de surfusion de 33K*

Une fois les cinétiques de cristallisation estimées expérimentalement, il est alors fondamental d'estimer comment la chaleur est déchargée dans le temps en fonction de la température du bulk, correspondant à la température du liquide surfondu lors de l'initiation de la solidification du matériau. Cette étude consiste ainsi à estimer par simulation numérique l'évolution du flux déchargé dans le temps provenant d'un échantillon de MCP initialement surfondu. Nous allons tout d'abord décrire le modèle physique qui représente la vitesse de l'interface liquide-solide en fonction de sa température lorsque la surfusion est rompue et que la solidification progresse. Ensuite, le code de calcul et la manière dont l'équation de la chaleur est résolue, au travers d'un terme source représentant l'évolution de l'interface liquide solide, seront décrits. Puis le cas d'application, basé sur la solidification d'un échantillon 2D de MCP surfondu (échantillon et degré de surfusion comparables à ceux présentés expérimentalement, figure 1) sera présenté. Le transfert de chaleur vers l'extérieur de l'échantillon est modélisé par un coefficient d'échange. Selon sa valeur, et selon la température initiale de matériau surfondu, le flux déchargé est plus ou moins lent. Les résultats seront ainsi analysés, en fonction de nombres adimensionnels judicieusement choisis.

2. Modélisation physique

Afin d'estimer l'efficacité d'un MCP à pouvoir décharger la chaleur, une étude du temps de solidification et de récupération de la chaleur doit être réalisée à partir d'un échantillon calibré. D'un point de vue de la simulation numérique, nous avons choisi de représenter un échantillon sous forme d'un rectangle 2D, initialement surfondu à une température homogène T_i , inférieure à la température de fusion T_m . Toujours à l'instant initial, une partie de cet échantillon est à l'état solide, afin d'autoriser dès l'instant initial la présence d'une interface liquide-solide (à température T_i). Des études expérimentales ont montré que la solidification de l'alcool de sucre sélectionné (xylitol) initialement surfondu peut être modélisée par une loi de Frenkel et Wilson [2] qui relie la vitesse de propagation de l'interface liquide-solide lors de la solidification à sa température (équation 2). Bien qu'initialement cette loi soit principalement dédiée à une échelle microscopique [3], il a été montré qu'à l'échelle macroscopique, la cinétique de croissance des alcools de sucre (et leurs mélanges) est bien décrite par le modèle thermodynamique de Frenkel-Wilson [2]. Lors de la solidification, la chaleur se diffuse dans le matériau. La convection n'est pas prise en compte. En effet, les simulations sont basées sur des échantillons de très fine

épaisseur, si bien que les phénomènes sont traduits en 2D. Ainsi, par conduction, la température évolue, et influence la vitesse de propagation de l'interface liquide-solide. Cela modifie en conséquence la quantité de chaleur déchargée au cours du temps. La modélisation de la décharge thermique repose ainsi sur la résolution de l'équation de la chaleur pour obtenir le champ de température au cours du temps, couplée à un modèle de changement de phase reposant sur une relation explicite entre température T_{int} et vitesse v d'interface liquide-solide. Ce système est présenté en équations (1) et (2).

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda \nabla T) + S_c \quad (1)$$

$$v(T_{int}) = C_1 \exp\left(\frac{c_2}{T_{int}}\right) \frac{2k_b T_{int}}{\pi \mu(T_{int})} \left[1 - \exp\left(\frac{-\Delta H_m (T_m - T_{int})}{RT_m T_{int}}\right)\right] \quad (2)$$

Ce système fait intervenir la fraction solide f_s locale du matériau et permet de réactualiser la position et la température de l'interface dans le temps. Dans l'équation 2, C_1 et C_2 sont des constantes déterminées expérimentalement ($C_1=2,589.10^9$ m/s et $C_2=6,5214.10^3$ K).

Le terme source S_c est explicité en fonction de la vitesse de l'interface en équation 3 et prend en compte le changement de phase liquide-solide du matériau initialement surfondu.

$$S_c = \rho \Delta H_m v(T_{int}) \frac{\Delta S}{\Delta x \Delta y} \quad \text{et} \quad S_c = \rho \Delta H_m \frac{\partial f_s}{\partial t} \quad (3)$$

De plus, l'intervalle de température restant faible (33°C maximum), la masse volumique et la chaleur spécifique de chacune des phases sont considérées constantes (variations respectives de 4% et 10% sur l'intervalle de températures [5]). Pendant le changement de phase, le réarrangement moléculaire du liquide influence grandement la viscosité du matériau, si bien qu'à l'état surfondu, cette caractéristique influence le comportement de solidification. Ainsi, dans l'expression de vitesse d'interface liquide-solide proposée par Frenkel et Wilson (équation 2), la viscosité est considérée comme thermodépendante. Les travaux de Duquesne *et al* [2] proposent une expression de la viscosité dynamique en fonction de la température exprimée en équation 4, où A et E_a sont des constantes estimées expérimentalement ($A=7,919.10^{-13}$ Pa.s et $E_a/R=8,28.10^4$ K).

$$\mu(T_{int}) = A \exp\left(\frac{E_a}{RT_{int}}\right) \quad (4)$$

3. Modélisation numérique

Un code de calcul développé à l'I2M a été utilisé pour résoudre le système décrit précédemment. Ce code (Thétis) est basé sur une description eulérienne, et une discrétisation en volumes finis sur un maillage cartésien. L'équation de la chaleur (équation 1) est résolue avec un schéma temporel d'ordre 1 et un schéma spatial centré et un solveur direct MUMPS.

La résolution du terme source (équation 3) est basée sur la méthode proposée par Rappaz *et al* [4] permettant de répartir le terme source dans tout le domaine. Cette méthode est adaptée pour tenir compte de la vitesse d'interface (équation 2) dans le terme source. L'équation 3 reliant la vitesse d'interface et le terme source tient compte de l'aire de chaque maille $\Delta x \Delta y$ et de la taille de l'interface contenue dans la maille $\Delta S = \Delta y$. Elle peut aussi s'exprimer en fonction de la fraction solide f_s .

Par étapes, elle consiste à :

- estimer la position de l'interface liquide-solide, repérée par $0 < f_s < 1$
- calculer le terme source à partir de l'équation 4 uniquement à l'interface liquide-solide
- calculer la nouvelle fraction solide à partir de l'équation 4

d) si la fraction solide est supérieure à 1, la fraction solide est ramenée à 1, et l'excès de chaleur est transféré à la maille voisine.

e) Tant que la fraction solide dépasse la valeur de 1, les étapes c) et d) sont réitérées, ce qui permet de redistribuer le terme source sur la zone impliquée dans le changement de phase, en respectant une fraction solide comprise entre 0 et 1. La figure 2 illustre les étapes de redistribution du terme source assurant la concordance entre température et fraction solide.

Les ordres de convergence temporel et spatial de la méthode ont tout d'abord été estimés. Le domaine numérique consiste en un rectangle de 0,1m de long et 0,01m de large, de MCP à température initiale $T_i=335K$, soit un degré de surfusion de 33K. Les caractéristiques de ce matériau sont disponibles dans le tableau 1. Les conditions aux limites sont toutes adiabatiques, excepté la condition de droite, de type Robin, avec un coefficient d'échange $h=100W/m^2K$, représentant les échanges du xylitol avec son environnement. La température de référence (hors du domaine) est égale à T_i . Cette température est également la température initiale du matériau surfondu ($T_i < T_m$). A l'instant $t=0$, la fraction solide est initialisée à 1 dans un rectangle et 0 dans le reste du domaine comme illustré en figure 3, afin d'assurer la présence de l'interface liquide-solide. La solidification du matériau initialement surfondu est ainsi enclenchée, et progresse vers la condition à la limite de type Robin.

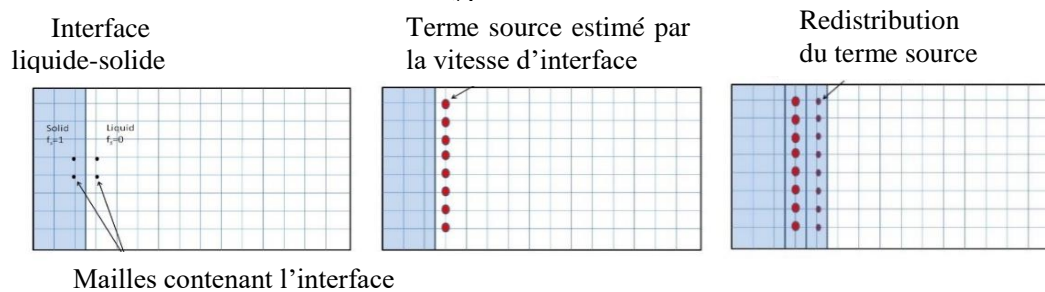


Figure 2 : Schéma de principe de la distribution du terme source de l'équation de la chaleur

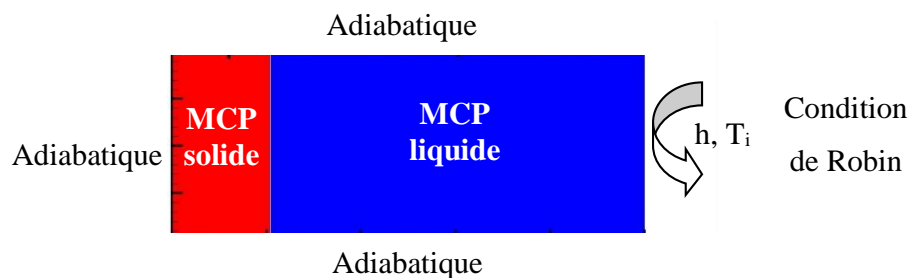


Figure 3 : Représentation du domaine numérique et des phases en présence

La position de l'interface au cours du temps est estimée pour plusieurs pas de temps et maillages pour déterminer les ordres de convergence, selon l'expression de Richardson (équation 5) :

$$\alpha_1 = \frac{\ln\left(\frac{S_{800}-S_{400}}{S_{400}-S_{200}}\right)}{\ln(1/2)} \quad \alpha_2 = \frac{\ln\left(\frac{S_{\Delta t=0,1}-S_{\Delta t=0,05}}{S_{\Delta t=0,05}-S_{\Delta t=0,025}}\right)}{\ln(1/2)} \quad (5)$$

Dans cette expression, α_1 est l'ordre de convergence spatial et α_2 est l'ordre de convergence temporel, et S_N est la somme des positions $s(t,N)$ de l'interface dans le temps pour un maillage de N mailles, comme indiqué en équation 6.

$$S_N = \sum_k s(t^k, N) \quad (6)$$

Des ordres de convergence $\alpha_1=1$ et $\alpha_2=1$ ont ainsi été obtenus. De plus, la courbe de la figure 1 représente la vitesse expérimentale de l'interface liquide-solide et le modèle fitté. Cette vitesse a été confrontée aux données expérimentales (figures 1 et 4) et la solution numérique a bien confirmé une vitesse maximale de l'ordre de 3.10^{-4} m/s obtenue par le dispositif expérimental.

Parmi les paramètres influençant la capacité du matériau à restituer la chaleur accumulée lors de la fusion, la température du matériau surfondu et le coefficient d'échange ont une influence majeure sur la décharge thermique dans le temps. Ils permettent en effet de prolonger ou limiter la restitution de la chaleur et influencent l'évolution de la température. Selon les conditions opératoires (coefficient d'échange et température initiale du matériau surfondu), la vitesse de solidification change de comportement, ce qui complique la capacité à estimer le temps et la puissance de décharge thermique. Les simulations numériques réalisées ont pour but de relier conditions opératoires et décharge thermique, capables de prédire ces comportements. Le MCP possède les propriétés thermiques définies en tableau 1. Pour estimer la manière dont se comporte le flux déchargé au cours du temps, deux paramètres ont été analysés. Le premier est le nombre de Biot, qui exprime le rapport entre le flux évacué par convection hors de l'échantillon (à la condition à la limite droite) par rapport au flux de chaleur atteignant la condition à la limite par conduction. Le deuxième est le nombre de Stefan, qui exprime le rapport entre chaleur sensible et chaleur latente. Chaque simulation est donc reliée à un couple (Bi, Ste), défini par les expressions (7).

$$Bi = \frac{h.L}{\lambda} \qquad Ste = \frac{c_p(T_m - T_i)}{\Delta H_m} \qquad (7)$$

	c_p J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	ρ kg.m ⁻³	λ W.m ⁻¹ .K ⁻¹	ΔH_m J.kg ⁻¹	T_m K
Liquide	2360	1520	0,36	263.10^3	368
Solide	1330	1520	0,62		

Tableau 1 : Propriétés physiques du matériau à changement de phase [1]

4. Résultats

Les simulations réalisées représentent la solidification du matériau initialement surfondu. La progression de l'interface liquide-solide et reliée à la quantité de chaleur qui est déchargée par la condition à la limite droite de l'échantillon (condition de Robin dont on contrôle le coefficient d'échange). Les résultats sont exprimés en termes d'évolution du champ de température pendant la solidification, et en termes de flux de chaleur estimé en limite droite du domaine en fonction du temps. D'un point de vue global, lors de la solidification, l'interface liquide-solide respecte bien la vitesse imposée par la loi de Frenkel et Wilson. Le profil de vitesse en fonction de la température de cette expression est représenté en figure 5 et montre qu'une vitesse maximale est obtenue pour une température $T_{crit}=346K$. En conséquence, cette interface correspond au lieu le plus chaud du domaine, puisque sa température augmente progressivement vers la température de fusion T_m . Le champ de température permet de vérifier que la loi de Stefan, reliant les flux conductifs à l'interface dans les phases liquide et solide, met en jeu la vitesse de propagation de l'interface (équation 8).

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x} = \rho \Delta H_m v(T_{int}) \qquad (8)$$

4.1. Influence du nombre de Biot sur la décharge

Plusieurs simulations ont été réalisées, chacune proposant un nombre de Biot (équation 8) différent. La simulation restitue le flux de chaleur calculé en condition à la limite droite selon l'expression (9) :

$$\phi = \int_0^{y=E} h(T(y) - T_i) dy \quad (9)$$

Dans cette expression, $T(y)$ est la température à la limite droite en ordonnée y , et la quantité est intégrée sur la largeur $E=0,01\text{m}$ de l'échantillon. Pour chaque cas, une vérification est réalisée et assure que l'intégrale du flux de chaleur dégagé à l'extrémité de l'échantillon représente bien la chaleur latente (m exprime la masse de l'échantillon), selon l'équation (10) :

$$\int_{t=0}^{\infty} \Phi dt = m\Delta H_m \quad (10)$$

Les nombres de Biot que l'on a utilisés sont respectivement de $Bi=0,17$, $Bi = 1,7$ et $Bi = 5$ pour un nombre fixé de Stefan de 0,35. La figure 4 montre que d'une manière générale, le flux de chaleur extrait se comporte en 4 étapes :

- Durant la première étape, le flux de chaleur reste nul, (temps entre 0 et t_1). En effet, la chaleur latente dégagée au niveau de l'interface liquide-solide n'a pas encore eu le temps de se diffuser et d'atteindre la limite.

- Pendant la deuxième étape (entre t_1 et t_2), le flux augmente rapidement. Par diffusion thermique, la chaleur dégagée a atteint l'extrémité de l'échantillon. L'accélération d'augmentation du flux s'explique par la vitesse de l'interface liquide-solide (expression de Frenkel et Wilson, équations 2 et 3), puisque la température d'interface augmente jusqu'à T_{crit} (figure 4). Puis la vitesse diminue lorsque la température de l'interface dépasse T_{crit} et s'approche de T_m . Cette variation de vitesse d'interface en fonction de la température a un impact direct sur l'augmentation rapide du flux.

- La troisième étape (entre t_2 et t_{max}) voit deux effets se succéder. Tout d'abord, l'intensité du flux de chaleur déchargé continue d'augmenter mais à vitesse plus lente, puisque la température d'interface dépasse la valeur critique T_{crit} . Selon l'expression de Frenkel et Wilson (expressions 2 et 3), cela implique une diminution de la vitesse de l'interface, et donc un apport de chaleur en extrémité d'échantillon plus lent. Puis on peut remarquer une accélération de décharge de flux, qui est évacué en grande quantité et rapidement en fin d'étape (proche de t_{max}). Ce comportement provient de la proximité de l'interface et de l'extrémité de l'échantillon, ce qui produit un écart de température plus important (d'où une intensité de flux importante) et un refroidissement de l'interface qui diminue sa température et donc accélère sa progression (et provoque une accélération de la décharge). L'instant t_{max} représente donc le temps de solidification de la totalité de l'échantillon.

- La dernière étape (au-delà de t_{max}), le matériau est intégralement solidifié, et par relaxation du solide soumis à un coefficient d'échange pariétal, le flux de chaleur diminue progressivement selon une loi exponentielle.

Au-delà de cette analyse générale, lorsque l'on modifie le nombre de Biot qui représente la capacité dans le temps à évacuer la chaleur depuis l'extrémité de l'échantillon, on peut observer divers phénomènes, comme illustré en figure 5. En effet, un faible nombre de Biot (ce qui correspond dans notre cas à un coefficient d'échange bas) implique une deuxième étape lente. En effet, la chaleur devient difficile à évacuer, ce qui implique une augmentation de la température du MCP. L'interface subit également cette augmentation de température et accélère dans les trois cas. Dans le cas d'un faible nombre de Biot, cette température d'interface dépasse rapidement la valeur T_{crit} (figure 4) pour atteindre une température proche de la température de fusion, ce qui diminue la vitesse de progression de solidification. Pour un nombre de Biot plus fort, la troisième étape voit une nette accélération du flux déchargé, au fur et à mesure que l'interface liquide-solide s'approche de l'extrémité de l'échantillon, et qui contribue à son refroidissement. La température d'interface diminuant légèrement, sa vitesse augmente et

accentue le dégagement de chaleur vers l'extérieur de l'échantillon. Pour un faible nombre de Biot ($Bi = 0,17$), cette évolution est moins perceptible et intervient sur une durée plus longue.

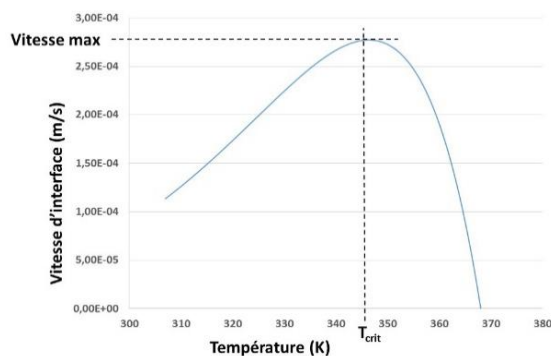


Figure 4 : Vitesse d'interface liquide-solide en fonction de sa température

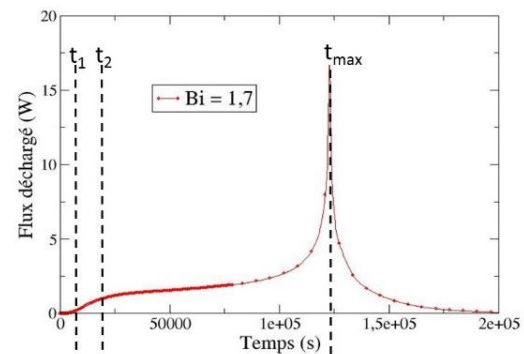


Figure 5 : Flux de chaleur déchargé en fonction du temps

Comme la température d'interface reste plus haute, la vitesse reste faible et la décharge thermique reste donc plus faible. Il y a donc une compétition entre la quantité de chaleur que l'on peut dégager selon la valeur du coefficient d'échange, et la quantité de chaleur disponible liée à l'évolution de la température et à l'accélération de l'interface liquide-solide. Lorsqu'on augmente le nombre de Biot, on peut ainsi observer une deuxième et troisième étapes plus rapides et plus intenses en termes de flux déchargé. L'instant t_{max} diminue donc lorsqu'on augmente le nombre de Biot. Lors de la troisième étape, un fort coefficient d'échange diminue légèrement la température d'interface qui tend à atteindre la température de fusion T_m . En conséquence, le maximum de flux atteint quasiment (tout en restant légèrement inférieure) la valeur obtenue par :

$$\phi_{max} = h(T_m - T_i)E \quad (11)$$

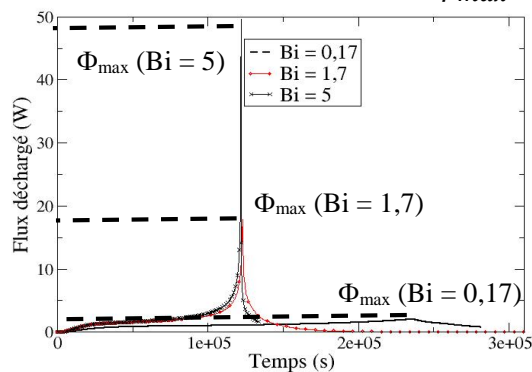


Figure 6 : Flux déchargé en fonction du temps

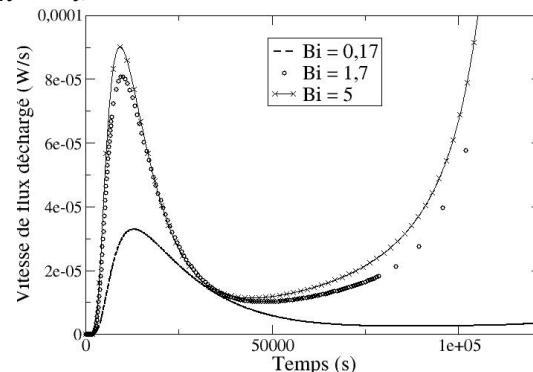


Figure 7 : Vitesse de décharge en fonction du temps (zoom entre $t=0$ et $t=1,2 \cdot 10^5$ s)

Ainsi, plus le nombre de Biot augmente, plus le flux maximal atteint lors de la solidification totale de l'échantillon est élevé. Garder une décharge de flux de chaleur plus longue et uniforme nécessite donc de contrôler la valeur du nombre de Biot.

4.2. Influence du nombre de Stefan sur la décharge

Le nombre de Stefan est modifié au travers de la température initiale T_i du domaine (donc le degré de surfusion maximal). Plus Ste est grand, plus la surfusion est initialement intense. La simulation débute lors de la rupture de surfusion et donc de la progression de la solidification. Concernant la condition à la limite droite, la température de référence est également modifiée en conséquence, si bien que l'expression 9 est à nouveau utilisée pour estimer la quantité de chaleur déchargée. Le coefficient d'échange est fixé à $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Les étapes décrites précédemment ont été à nouveau observées lorsqu'on modifie la température initiale du matériau. Lors de la première étape, les courbes suivent la même évolution de flux déchargé : l'interface liquide-solide dégage la chaleur, mais celle-ci n'a pas encore atteint et influencé la température de l'extrémité de l'échantillon. On observe alors que pour $Ste=0,19$, la vitesse de décharge est la plus grande et la plus rapide. Ce nombre de Stefan représente une valeur critique Ste_{crit} , puisqu'il est basé sur une température initiale $T_i=T_{crit}$, qui représente la vitesse maximale de l'interface selon la loi de Frenkel et Wilson. Les résultats obtenus pour différents nombres de Stefan montrent que plus $|Ste-Ste_{crit}|$ est grand, plus la vitesse et l'intensité de décharge sont faibles. Lors de la deuxième étape, où on assiste à un ralentissement de la décharge, puis une accélération, le cas à Ste_{crit} amène à une vitesse maximale de décharge et permet d'aboutir à une totale solidification du matériau la plus rapide. Pour chaque simulation, plus $|Ste-Ste_{crit}|$ est grand, plus la décharge est lente. Toutefois, les puissances déchargées sont sensiblement les mêmes dans l'intervalle de Ste étudié. Une fois tout le matériau solidifié, l'étape de relaxation est la même pour toutes les simulations.

5. Conclusion

Une étude numérique du comportement de solidification d'un MCP initialement surfondu a été réalisée, à partir du modèle de Frenkel et Wilson, exprimant la vitesse de l'interface liquide-solide en fonction de sa température. La modélisation numérique repose sur la résolution de l'équation de la chaleur avec un terme source. La décharge de chaleur s'opère à une des extrémités de l'échantillon en imposant un coefficient d'échange. Les résultats, exprimés en termes d'influence du nombre de Biot (basé sur un coefficient d'échange) et de Stefan (basé sur la température initiale du matériau surfondu), montrent que la décharge de chaleur subit une décélération suivie d'une accélération, provenant de la relation non linéaire entre vitesse et température d'interface liquide-solide. Augmenter le nombre de Biot accélère la solidification de la totalité du matériau et amène à un pic de flux déchargé plus intense. L'étude de l'influence du nombre de Stefan montre qu'une valeur critique Ste_{crit} amène à une vitesse limite de solidification totale. Un écart de Ste par rapport à Ste_{crit} implique un ralentissement de la solidification, mais le maximum de flux déchargé est peu influencé par Ste dans l'intervalle des valeurs choisies. En perspective de cette étude, une cartographie des comportements de vitesse de solidification et de flux déchargé en fonction de Bi et Ste permettra de contrôler la décharge thermique d'un tel matériau.

Références

- [1] E. Palomo del Barrio, A. Godin, M. Duquesne, J. Daranlot, J. Jolly, W. Alshaer, T. Kouadio, A. Sommier, "Characterization of different sugar alcohols as phase change materials for thermal energy storage applications", *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 159 (2017), 560–569.
- [2] M. Duquesne, A. Godin, E. Palomo Barrio, F. Achchaq, Crystal growth kinetics of sugar alcohols as phase change materials for thermal energy storage. *Energy Procedia*, 139 (2017), 315-321.
- [3] K.A. Jackson, *Kinetics processes, crystal growth diffusion and phase transitions in materials*, Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim (2004).
- [4] M. Rappaz, M. Bellet, M. Deville, R. Snyder, *Numerical modelling in materials science and engineering*. Ed. Springer (Ed. 2003)
- [5] H. Zhang, M. Duquesne, A. Godin, S. Niedermaier, E. Palomo del Barrio, S. Nedeia, C. Rindt, Experimental and *in silico* characterization of xylitol as seasonal heat storage. *Fluid Phase Equilibria*, 436 (2017), 55-68.

Remerciements : This work is carried out in the frame of SUDOKET project and is co-funded by the Interreg Sudoe Programme through the European Regional Development Fund (ERDF).

Infrared thermography of fluid flow in flat plate pulsating heat pipes tested under microgravity conditions

Maksym SLOBODENIUK^{1,2*}, Vincent AYEL¹, Rémi BERTOSSI², Cyril ROMESTANT¹, Yves BERTIN¹

¹ Institut Pprime - CNRS – ENSMA – Université de Poitiers, UPR 3346, Futuroscope-Chasseneuil

² IPSA, Direction de la Recherche et de l'Innovation de l'IPSA, Ivry-sur-Seine (France)

*(Corresponding author: maksym.slobodeniuk@ensma.fr)

Abstract – This paper provides an infrared measurement based analysis of the two-phase flow in flat plate pulsating/oscillating heat pipes (FPPHP/FPOHP) tested under various gravity conditions: two closed loop FPPHP with rectangular channels of 3x3 mm² have been tested in hyper-/microgravity conditions during ESA 69th parabolic flight Campaign. The devices consist of titanium and molybdenum milled plates with sapphire cover due to transparency for IR thermography. Experiment is provided for the applied heat power range from 20 W to 200 W. Post-processing of the IR videos allows detection of the menisci and their position with a better accuracy than with visible recordings and was successfully used for determining the motion of liquid plugs inside the channel during operation.

Nomenclature

D	diameter, m	<i>Greek symbols</i>	
g	acceleration, $m \cdot s^{-2}$	ρ	density, $kg \cdot m^{-3}$
U	velocity, $m \cdot s^{-1}$	σ	surface tension, $N \cdot m^{-1}$
Bo	Bond number	μ	viscosity, $Pa \cdot s$
We	Weber number	<i>Index and exponent</i>	
Ga	Garimella number	l	liquid
		v	vapor
		cr	critical

1. Introduction

Thermal management is one of the key features in the development of modern microelectronics due to increasing heat fluxes decreasing surfaces. Compact construction and thermal operation conditions of the aerospace electronics lead to increment of the thermal management system complexity. Different kinds of effective thermal management technologies, such as microchannels, spray cooling and heat pipes, are used for extracting the generated heat from dissipative electronics. However, microchannel and spray cooling technologies require high power pumping system, being active two-phase systems. In fact, modern developments and operation features in the aerospace electronics require high efficiency, low weight and low energy consumption thermal management system.

Heat pipes are high efficiency passive thermal management devices for the electronic equipment [1]. On one hand, thermosyphons can transfer high amount of heat but they can't operate in horizontal orientation or under microgravity conditions. On the other hand, capillary/porous heat pipes can operate under microgravity conditions, but their heat transfer capability is limited by the high liquid viscous pressure losses through porous media. During the last fifteen years, one of the most promising cooling technology under the ray of research and development is the pulsating heat pipe (PHP). PHP, also referred as Oscillating Heat Pipes, are two-phase wickless passive heat transfer devices based on phase change induced motion of the working fluid from evaporator to condenser. A fluid at saturation state is distributed in liquid

plugs and vapor bubbles inside a tube of capillary dimension, wounded several times between hot (“evaporator”) and cold (“condenser”) sources. In PHP, the vapor bubbles formed in evaporator induce fluid motion to the cold source where they will condense, thus reducing the local volume; that process will re-induce motion of the fluid, and so on. The fact is that the fluid movements are initiated by local pressure instabilities between branches of the device [2]. Due to this fact, hydraulic regime is dominant in determination of the heat transfer efficiency of PHP, but a lot of parameters, such as channel diameter, influencing the vapor/bubble interface and menisci formation, wettability of the channel walls, filling ratio and thermophysical properties of the fluid have significant impact on the PHP operation [3].

One of the most important operating condition of PHP performing under microgravity conditions is the predominance of Taylor fluid flow regime (slug flow). Correct choice of the channel hydraulic diameter is necessary to obtain stable slugs and plugs. Surface tension plays the key role in the formation of the vapor-liquid interfaces, keeping the slugs from breakdown and preventing transition into annular flow. For terrestrial applications, flow regimes could be predefined thanks to Bond number, ratio between gravity and capillary forces (leading to the critical diameter: $D_{cr,Bo} \approx 1.84(\sigma/g(\rho_l - \rho_v))^{1/2}$) [4]. However, this criterion is obviously not applicable for microgravity conditions. In this case, new criteria based on the Weber number was proposed by Gu *et al* [5] (leading to the critical diameter: $D_{cr,We} \approx 4\sigma/\rho_l U_l^2$). Indeed, in PHPs, liquid plugs and vapor bubbles move with almost the same velocity, so liquid inertia was accepted as the predominant force between the two phases due to its higher density. Most relevant criterion based on Garimella number, more capable to define the diameter limitation for orbital applications was proposed by Harichian and Garimella [6] (leading to the critical diameter: $D_{cr,Ga} = 160\mu_l/\rho_l U_l (\sigma/g(\rho_l - \rho_v))^{1/2})^{1/2}$). However, all these criteria are not suitable to define clearly the limitations of PHP operation for microgravity conditions, and further experimental validations are necessary [7].

This study is dedicated to the investigation of thermo-hydraulic parameters influencing flat plate pulsating heat pipes operating under micro - and hyper - gravity conditions, following previous campaigns performed during the ESA MPA INWIP project [8-9]. Tests have been performed during ESA 69th parabolic flight campaign. Coupling IR and visual frames, for detection of menisci motions inside the channels, with temperature and pressure fluctuations, involve better understanding of the thermofluidics phenomena occurring in PHPs.

2. Experimental system

The two tested flat plate pulsating heat pipes (FPPHPs) are composed of molybdenum and titanium rectangular plates ($80 \times 200 \times 3.5 \text{ mm}^3$) in which a unique rectangular channel (2.5 mm deep and 3 mm large) is milled. The channel forms a closed serpentine with 7 U-turns in the evaporator zone (figure 1). Both plates are covered by transparent sapphire glasses ($80 \times 200 \times 5 \text{ mm}^3$) for video and IR analyses, using epoxy glue to guarantee perfect sealing at the plate boards, and between adjacent channels relative to one-another. The thickness of the glue (0.5 mm) provides a depth of the channels of 3 mm, giving them square shape.

Heaters, composed of metallic plate ($80 \times 40 \text{ mm}^2$) with milled serpentine channel in which is inserted a heating wire (Thermocoax[®] Type NcAc15, 1 mm external diameter) are glued on the bottom-back face of the plates. Heat power is distributed by power sources (ELC[®] ALR3220, 640 W max) and regulated with LabVIEW[®] software. Condensers ($80 \times 100 \text{ mm}^2$) are cooled by a water serpentine channel milled in copper plate, glued on the top-back face of the plate. This condenser is connected to a closed secondary flow loop, connected to a massive aluminum plate cooled by 15 integrated block fans (Thermaltake[®] Silent Boost K8 A1838). Finally, the cold source is the plane ambient air. The water loop includes a micropump

(ISMATEC® Reglo-ZS) and an expansion tank. Ethanol is used as working fluid inside the PHPs, with the volumetric filling ratio of 50% (at 20°C). Choice was focused on this fluid due to its opacity to infrared radiation (emissivity close to one beyond 2 mm thickness) [7,10]. All system is incorporated in a double containment box to prevent leakage to the aircraft cabin.

Ten T-type thermocouples (TCs) were used for temperature acquisition: four TCs are located in grooves milled in the evaporator zone behind the FPPHPs (T_{EVI-4} , between U-turns, figure 1, left), at the interface between back plate and heating block; two other TCs are glued on the adiabatic zone (T_{ad1-2} , between evaporator and condenser); two TCs instrument the water inlet and outlet of the condenser ($T_{inlet-outlet}$); and two TCs measure the confined zone ambient air (T_{amb}) and the external air cooling fans temperatures (T_{fan}). Data acquisition is performed using NI-9214 thermocouple module connected to the NI® cDAQ-9189 chassis. A pressure sensor (GE® PTX5076-TA-A3-CA-HO-PS, 5 bars absolute, ± 200 Pa) records the fluid pressure at the bottom of the evaporator zone (connected to the middle U-turn), with a sampling period of 0.2 s.

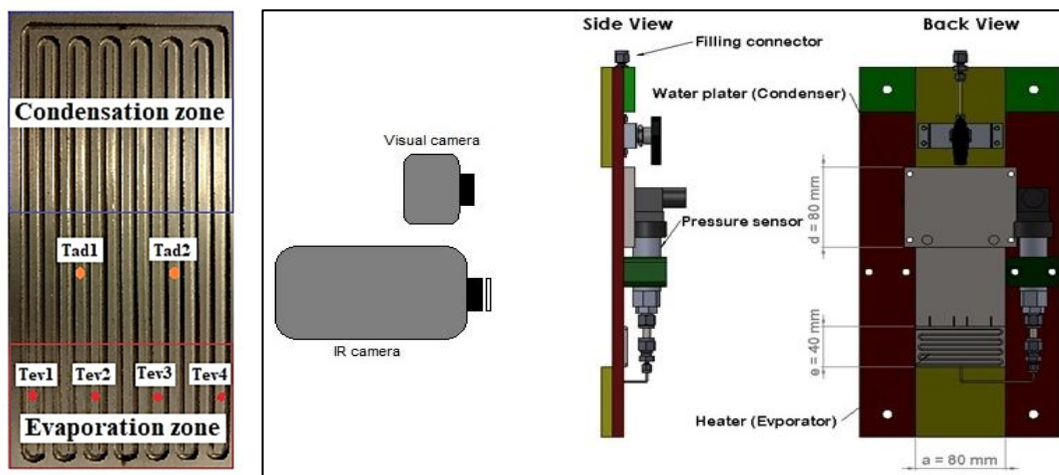


Figure 1: FPPHP with channel (left); measuring device assembly (right)

A numerical camera is used for visualizations (Canon® EOS 550D, 60 fps), whereas an infrared camera is used for IR thermography (FLIR® SC7200, 60 fps, wavelength band 1.5-5.1 μm , $\pm 1\text{K}$ accuracy and 25 mK thermal sensitivity). Accelerometer (DE-ACCM3D, ± 0.1 g) records gravity level during each parabolic flight. All recorded parameters are synchronized thanks to LABVIEW® and a visible LED for camera to better post-processing analyses.

Before the filling, residual gas have been evacuated from FPPHPs using ultra-high vacuum turbopump with helium detector (ASM 142, Adixen by Pfeiffer Vacuum®). The working fluid has been previously degassed in a tank by heating/cooling cycles until reaching the mass value corresponding to the required filling ratio at ambient temperature. Lastly, experimental operating conditions during ESA 69th parabolic flight campaign are presented in table 1.

3. Results and discussions

3.1. Analyzes of temperature and pressure profiles during parabolas

A parabolic flight campaign consists of three days of tests, with 31 parabolas carried out each day (93 parabolas in total). Each parabola implies a duration of around 22 s of microgravity (around 0.01g, with an average gravity normal to the aircraft floor), preceded and followed by around 20 s duration of hypergravity (of approximately 1.8g).

During the parabolic flight campaign, each experiment has been carried out for the same operating conditions. FPPHPs have been tested in vertical position with bottom heat mode, and applied heat power ranging from 20 W to 200 W, with constant level of heat load for every series of five consecutive parabolas. Following results represent the main thermohydraulic

parameters observed during 69th parabolic flight campaign. Note that, during the periods of microgravity, the thermal and hydraulic regimes are not established due to high thermal inertia of the FPPHPs. In the following, only results for 100 W, and 150 W, heat powers applied, respectively, are presented, due to lack of space. Nevertheless, the main behaviors observed for these conditions are representative of all other levels of heat power applied.

Working fluid	Ethanol
Filling ratio (at 20°C)	50%
Applied heat power	20-200 W
Orientation in space	Vertical, bottom heated mode
Gravity level	0.01g-1g-1.8g

Table 1: *Experimental operating conditions*

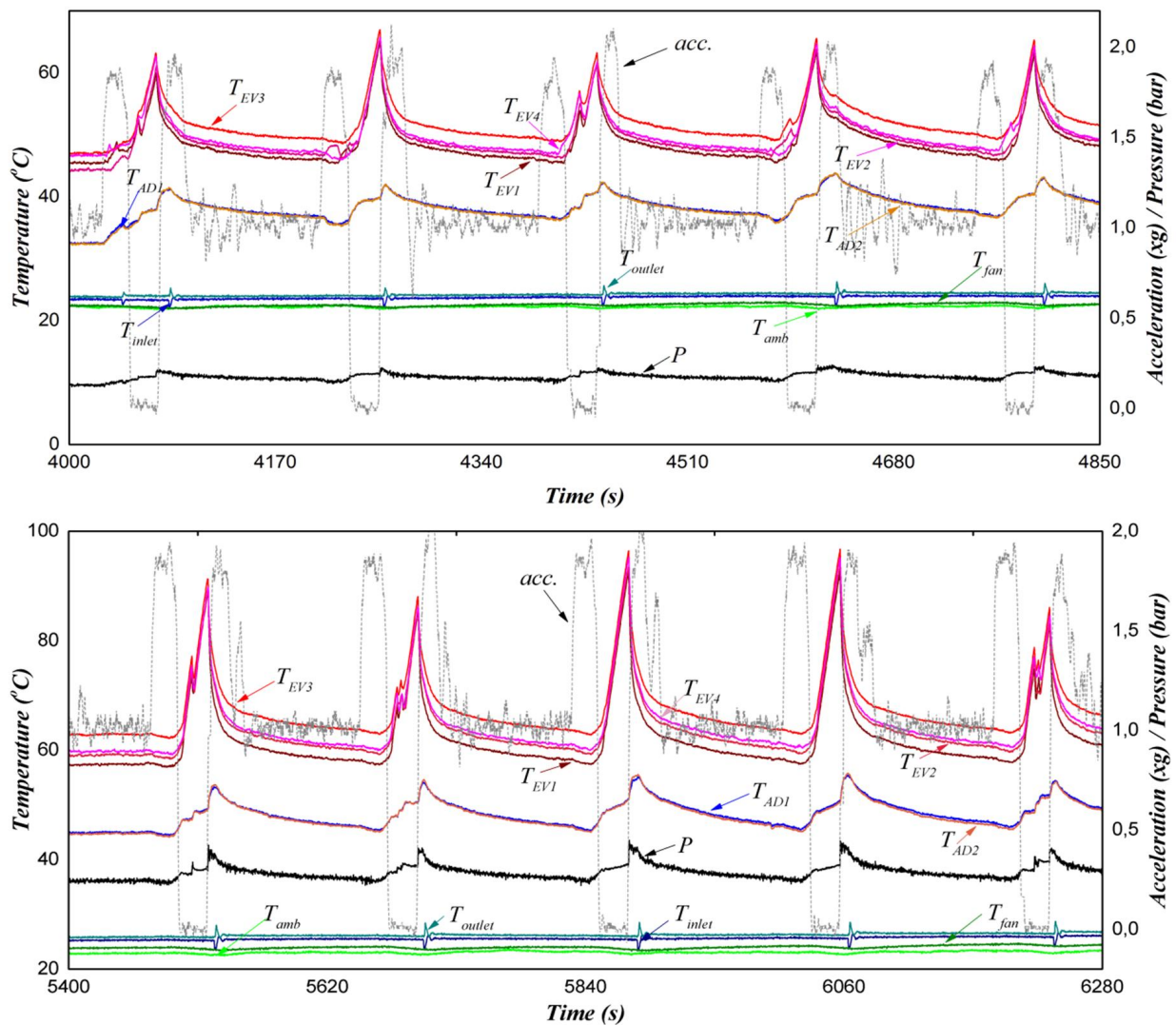


Figure 2: *Transient temperatures, pressure and acceleration responses during a series of 5 successive parabolas for $Q = 100$ W (top) and $Q = 150$ W (bottom) (Molybdenum FPPHP)*

First of all, figure 2, represents temperature and pressure variations for the Molybdenum-plate device, during a series of five consecutive parabolas inducing hyper -and micro- gravity conditions, for 100 W (top), and 150 W (bottom), heat powers applied, respectively. It should be noted that hypergravity phases have practically not significant influence except a slight decrease of the temperature and pressure profiles compared to normal gravity conditions. A difference between the four evaporator temperatures can be observed for the normal and hypergravity conditions. But, with the onset of microgravity, occurs a decrease of this gap and

a homogenization of the temperature profile, which is maintained, till the gravity normalization, and so on. Then, a temperature rise is observed for the four evaporator temperatures during every microgravity phases. It first could be assumed that microgravity leads to a stabilization of slug flow pattern along the channels and to thin film evaporation (nucleate boiling is dominant under normal gravity conditions); this effect could lead to a uniform fluid distribution inside the PHP, homogenizing the temperature profiles in the evaporation zone. However, change of the evaporation mechanisms and flow pattern lead to performance degradation compared to nucleate boiling: indeed, the slug flow pattern always implies a spontaneous dry-out of the evaporator zone, as it was already observed during experiments in previous parabolic flight campaigns [8-9]. Visualizations and infrared post-processing will allow better understanding of the hydraulic behaviors of the fluid flow inside the FPPHPs.

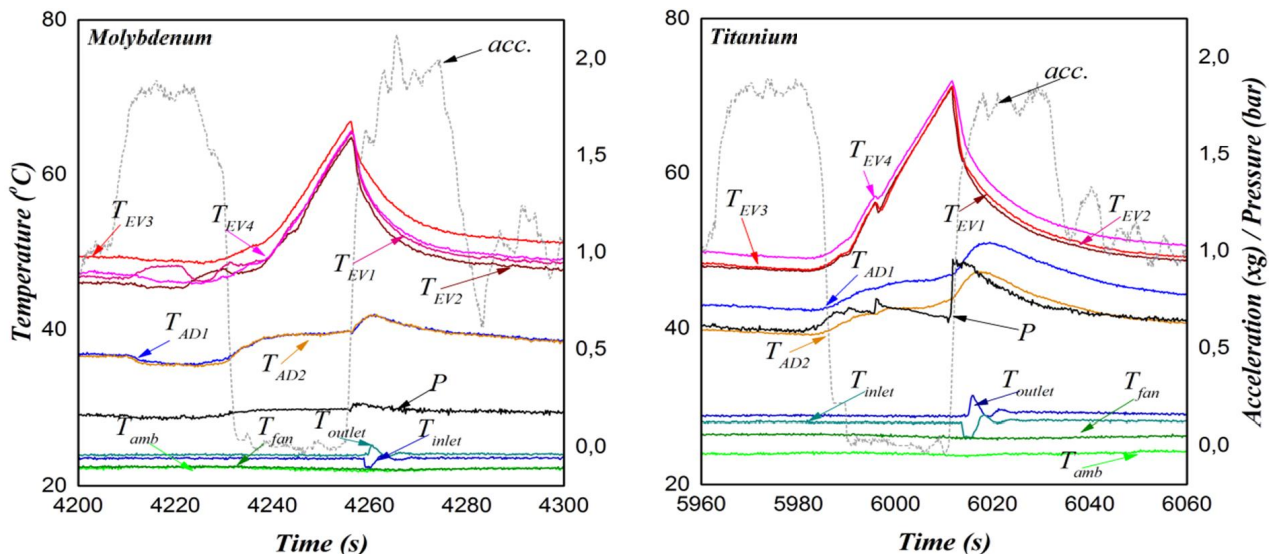


Figure 3: Transient temperatures, pressure and acceleration responses during a single parabola, for the molybdenum (left) and titanium (right) FPPHPs ($Q = 100$ W)

Figure 3 presents temperatures, pressure and acceleration profiles for molybdenum (left), and titanium (right) devices, respectively, for a single parabola at 100 W heat power applied. One can note that all profiles are mostly similar for the same operating conditions. But higher temperature increase values have been observed for titanium device during transient microgravity phases whereas, during normal and hypergravity phases, temperature profiles remain almost the same for both devices. This phenomenon can be explained by the combined effect of the material thermal conductivity (138 , and 20 $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, for molybdenum, and titanium, respectively) and thermal capacity, and of the oxidation layer on the channel walls. Higher thermal conductivity of molybdenum and higher quantity of nucleation sites on titanium channels make differences in thermal performances insignificant during normal and hypergravity; however, under microgravity conditions, slugs and plugs are predominant and nucleation sites have not predominant role for heat transfer efficiency like for nucleate boiling.

3.2. Visualization of the fluid flow regimes

Visual analyzes showed that annular flow regime (interconnected thermosyphons), with periodic transitions to semi-annular regime, was predominant under normal and hyper gravity conditions (like in [8-9]). This is due to the dimension of the channel, just above the critical diameter based on Bond criterion, $D_{cr,Bo}$ (around 3.1 mm for ethanol at 20°C), leading to a stratification of the phases. However, during microgravity periods, a dry-out of the evaporator zone (linked with temperature rises of figures 2 and 3) is always observed following the slug flow pattern formation, all liquid being accumulated in the condenser zone. During these

periods, this regime can be characterized by thin liquid film evaporation and menisci motions with small amplitude and low frequency.

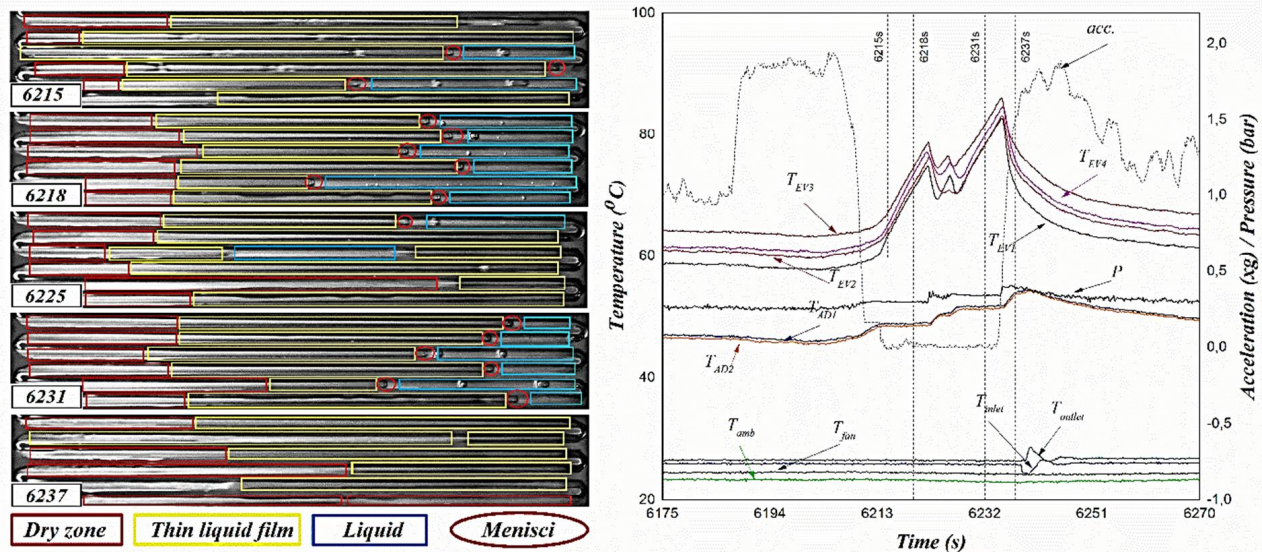


Figure 4: Visualizations of fluid flow in 3 successive U-turns during one parabola (left), and associated temperature and pressure curves (right) (Molybdenum FPPHP, $Q = 150\text{ W}$)

Flow instabilities have been detected during several parabolas. As already mentioned, transition into microgravity leads to onset the clear and stable Taylor flow regime with small amplitude of the menisci movement. However, due to rectangular shape of the channel, reverse capillary flow in the channel corners was observed. Spontaneous evaporation of the liquid film after fluid rewets superheated channel wall in the evaporation zone generates pressure differences that lead to the significant displacement of the plug/slug pairs in all channels. Also, microvibrations of the aircraft could have effect on the instabilities. These instabilities result in a spontaneous increase of velocity and amplitude of the vapor-liquid interfaces (figure 4, left, 1-2). After that, elongation of the menisci, accompanied by bubbles thinning, occurs (figure 4, left, 3). Then, transition ends with menisci breakdown and onset of the annular regime. Transition to slug flow pattern was always observed with continuous fluctuations of the menisci and subsequent return to the previous amplitude of the menisci motion (figure 4, left, 4). During the microgravity duration of figure 4 (right), the temperature fluctuations occurring during the evaporator temperature rise (red dotted circle) have been linked to the menisci motions (figure 4, left, 2-4) and the above mentioned transition into annular flow pattern (figure 4, left, 5), thanks to images and data synchronization. The fluid mass transfer in the channel lead to efficient heat transfer, by evaporation and liquid sensible heat exchanges with the walls, resulting in these associated evaporator temperature decreases/fluctuations. The duration of 22 s of each parabola does not allow to be confident in the definition of the clear established regime with regular fluctuations or the instance case of instabilities.

3.3. Infrared analysis

In this part, an original tool, allowing the detection of the menisci in the channels during operation, has been developed from the infrared measurements. The general idea of the post-processing is the determination of the menisci position with the predetermined frequency (depending on the camera frame rate or the specified conditions). Infrared image analysis is based on the different emissivity values between liquid and vapor phases: indeed, ethanol in vapor phase is transparent for the infrared wavelengths, whereas in liquid phase the emissivity has been measured equal to 1 above 2 mm thickness [7,10]. This fact leads to the possibility to clearly distinguish the phase separation that allows to define precisely menisci positions. Unfortunately, it must be said that, during normal and hyper gravity conditions, analysis is

impossible to do due to the absence of menisci in such annular flow patterns. Determination of the menisci starts from the definition of the analyzed channel via FlirIR[®] software. Next step is the export of the video as a 3D matrix using Matlab[®] extension for the following treatment: a specific tool defines menisci positions thanks to the spontaneous temperature drop (first derivative criterion) as shown on the temperature curve of figure 5 (right) corresponding to the yellow vertical line (figure 5, left). This procedure, repeated for every pictures in the matrix, allows to define the positions of every menisci for the specified period in every channels.

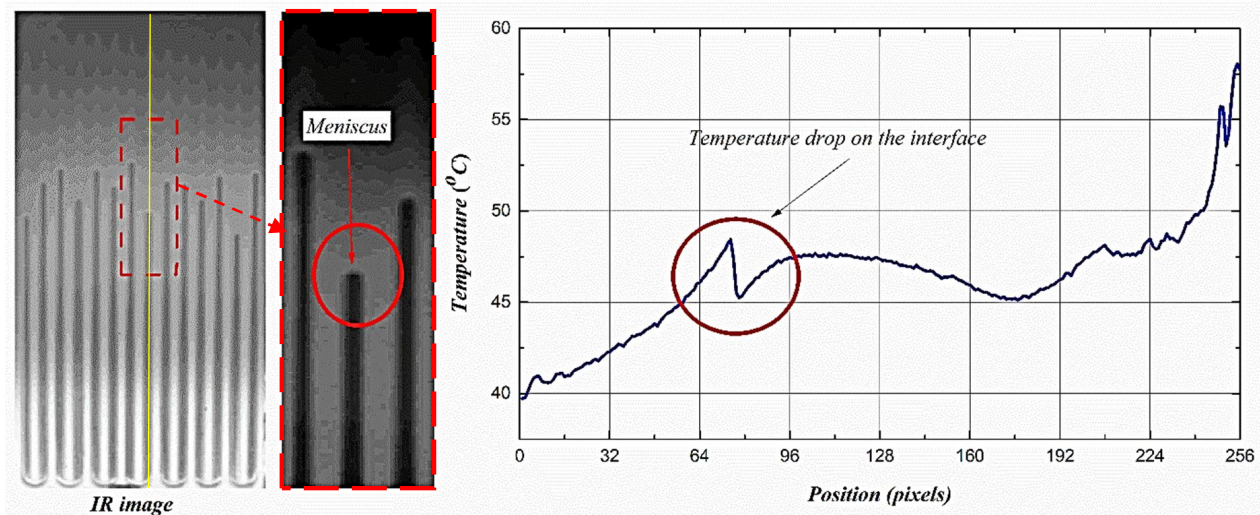


Figure 5: Infrared post-processing procedure on FlirIR software[®] (darker lines, and lighter lines on the left image correspond to the vapor phase, and the liquid phase, respectively)

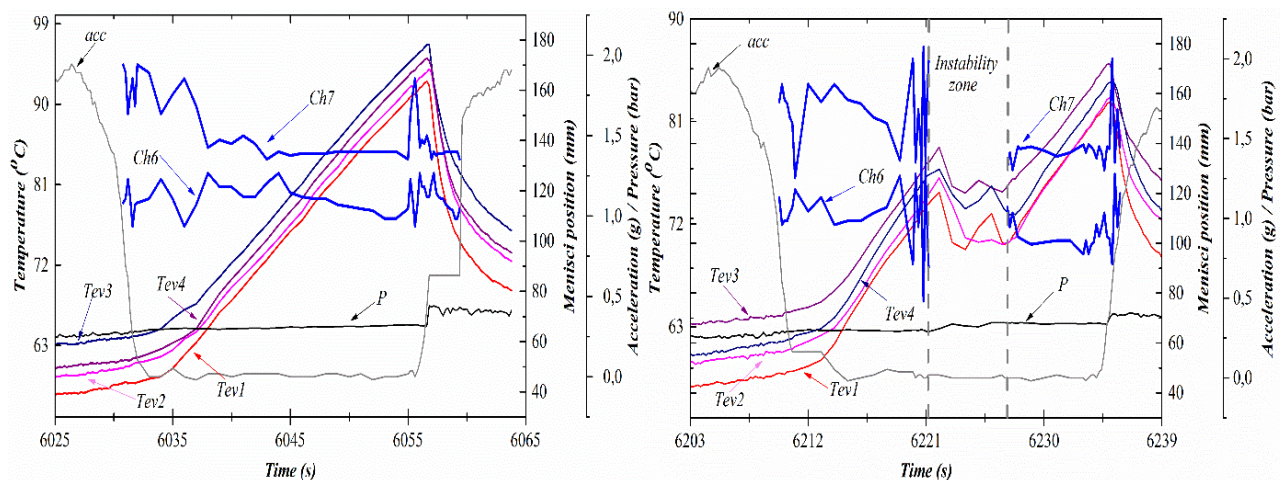


Figure 6: Menisci positions (distance from evaporator) vs. temperatures and pressure profiles as functions of time for two parabolas (Molybdenum FPPHP, $Q = 150\text{ W}$)

The positions of two pair of menisci, both linked by a single liquid plug (Ch6-7, channels are numbered from left to right, according to photo of figure 1, left), are plotted together with the temperatures-pressure-acceleration profiles on figure 6. Beginning of microgravity phase is accompanied by a decrease of the amplitudes and frequencies of the menisci motions. Stabilization of the microgravity leads to stable reverse motions of the conjugated menisci with almost the same amplitude. Figure 6 (left) shows menisci motions when evaporator remains dried during all period of microgravity, resulting in a continuous increase of temperatures. Figure 6 (right) presents a case where instabilities have occurred after increasing vibrations of the conjugated menisci, leading to an overall harsh fluid flow motion, thus temporarily decreasing the evaporator temperatures during this phase, until dry-out occurs again, and so on. Finally, gravity boost or vibrations lead to incensement of the menisci amplitudes and velocities, until the return into hypergravity phase.

4. Conclusions

This study combines thermal and hydraulic experimental analysis of two flat plate PHP tested under micro-, hyper- and normal gravity conditions during ESA 69th parabolic flight campaign. This study shows first significant influence of the thermal conductivity of the metallic plate on thermal performances of the FPPHP. Concerning hydraulic behavior, on one hand, with channel dimension above critical diameter, PHP behaves like interconnected thermosyphons under normal -and hyper- gravity; annular flow regime is predominant. On the other hand, flow pattern transition from annular to slug/plug was observed during microgravity phases. Capillary rewetting of the evaporator coupled with microvibrations lead to onset and rollback of the flow motion. Necessity in the PHP operation studies under long-term microgravity conditions due to observed instability phenomena and unsteady flow regime during short-term microgravity is noticed. Future experimental campaign onboard ISS is planned. An original postprocessing tool was developed to analyze infrared videos in order to define the menisci positions during operation under microgravity. It will help to quantify the menisci velocities for any FPPHP operation in slug flow pattern. Furthermore, determining the liquid bulks temperatures is also in progress to quantify liquid-to-walls heat exchanges.

References

- [1] M. Mochizuki, Th. Nguyen, K. Mashiko, Y. Saito, T. Nguyen, V. Wuttijumngong, A review of heat pipe application including new opportunities, *Fr. In Heat Pipes*, 2 (2011).
- [2] S. Khandekar, P. Charoensawan, M. Groll, P. Terdtoon, Closed loop pulsating heat pipes, part B: visualization and semi-empirical modeling, *Appl. Th. Eng.*, 23 (2003) 2021-2033.
- [3] P. Charoensawan, S. Khandekar, M. Groll, P. Terdtoon, Closed loop pulsating heat pipes, part A: parametric experimental investigations, *Appl. Th. Eng.*, 23 (2003) 2009-2020.
- [4] M. Hosoda, S. Nishio, and R. Shirakashi, Meandering Closed-Loop Heat Transport Tube (Propagation Phenom. of Vapor Plug), *5th ASME/JSME Joint Th. Eng. Conf.*, New York, 1999.
- [5] J. Gu, M. Kawaji, R. Futamata, Effects of Gravity on the Performance of Pulsating Heat Pipes, *J. Thermoph. Heat Tr.*, 18 (2004), 370 – 378.
- [6] T. Harichian, S. Garimella, A comprehensive flow regime map for micro- channel flow boiling with quantitative transition criteria, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 53 (2010) 694 - 702.
- [7] D. Mangini, M. Mameli, D. Fioriti, S. Filippeschi, L. Araneo, M. Marengo, Hybrid Pulsating Heat Pipe for Space Applications with Non Uniform Heating Patterns: Ground and Microgravity Experiments, *Joint Int. Heat Pipe 18th Conf. and 12th Symp.*, Jeju, Korea, June 12-16, 2016.
- [8] V. Ayel, L. Araneo, P. Marzorati, C. Romestant, Y. Bertin, M. Marengo, Visualization of flow pattern in close loop flat plate pulsating heat pipe acting as hybrid thermosyphons under various gravity levels, *Heat Tr. Eng.*, 40 (2018).
- [9] V. Ayel, L. Pietrasanta, G. Lalizel, B. Medrinal, C. Romestant, Y. Bertin, M. Marengo, Thermo-hydraulic analysis of semi-transparent Flat-Plate Pulsating Heat Pipes tested under normal and microgravity regimes, *Joint Int. Heat Pipe 19th Conf. and 13th Symp.*, Pisa, Italy, June 10-14 (2018).
- [10] D. Brutin, B. Sobac, F. Rigollet, C. Le Nilliot, Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface, *Exp. Them. & Fl. Sc.*, 35 (2011) 521-530.

Acknowledgments

This work was supported by ESA MAP project INWIP “Innovative Wickless Heat Pipe Systems for Ground and Space Applications”. Special thanks must be given to NOVESPACE team in Bordeaux for their assistance, to N. Melville, Dr. B. Toth from ESA.

Scaling arguments to experimentally model deep oceans trapped between icy layers on Ganymede

Rawad HIMO^{1,*}, Cathy CASTELAIN¹, Sabrina CARPY², Teodor BURGHELEA¹

¹University of Nantes, Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes (LTeN) UMR CNRS6607, B.P. 50609, 1 rue Christian Pauc, 44306 Nantes Cedex 3, France

² University of Nantes, Laboratoire de Planétologie et Géodynamique (LPG) UMR C6112 Bâtiment 4, 2 Chemin de la Houssinière, 44300 Nantes, France

*(Corresponding author: rawad.himo@univ-nantes.fr)

Abstract - The potential habitability in icy giant moons such as Ganymede, Callisto (moons of Jupiter), and Titan (moon of Saturn) has been recently studied, where some basic conditions of life may be abundant. Namely, the conditions include the presence of liquid water, a stable source of energy and supply of nutrients. A systematic understanding of the physical processes taking place on these giant moons may be a key to addressing the fundamental question of habitability of these moons. A common feature of such giant moons relates to the presence of a liquid water layer sandwiched in between two layers of ice: a surface layer and a deep layer with a different polymorphism triggered by the high pressure conditions. The study of the exchange processes that occur in the deep layers of giant icy moons and water-rich worlds is a highly non-trivial one. The origin of the natural phenomena cannot be easily reproduced in laboratory experiments particularly because the high pressures acting on the inner ice layers of the moons are virtually impossible to reproduce in table top laboratory experiments. However, based on the fundamental rule of thermodynamic phases stated by Gibbs, we attempt herein to replace in the table top experiments the pressure differences existing on the moons by another pair of (thermodynamically) conjugated variables: an external shear and a stress. To support this, we present preliminary scaling arguments and design a table-top experimental setup able to capture the main physics taking place within the giant moons. The similarity is mainly based on the similarity between the convective and thermo-diffusive time scales. Additionally, we pay attention that the flows at laboratory scale remain laminar at all times which is the case of the convective flows existing on the moons. As an appropriate phase change material that models the ice we chose a paraffin wax. The thermophysical and rheological properties of the paraffin wax have been investigated which allows us to estimate the suitable dimensions of the table top experimental setup that may capture most physics taking place on the giant moons.

Nomenclature

C_p	heat capacity, J/kg.K	x	similarity criterion ratio
D	rheometer plate diameter, mm	<i>Greek symbols</i>	
De	depth of the setup, m	ρ	density, kg/m ³
g	gravity, m/s ²	κ	thermal diffusivity, m ² /s
H	height of the HP ice mantle / HP ice model,	μ	kinematic viscosity, Pa.s
	m	$\dot{\gamma}$	shear rate, 1/s
h	rheometer gap, mm	<i>Index and exponent</i>	
L	latent heat, J/kg	b	bottom
P	pressure, Pa	f	final
\bar{Q}	molar heat, J/mol	i	initial
R	gas constant, J/molK	M	melt
T	temperature, K	m	model
t	time scale, s	o	original
V	molar volume, m ³ /mol	t	top
v	average velocity, m/s		
W	width of the setup, m		

1. Introduction

The question of habitability in other planets have long been of interest for scientists. A fundamental condition for life sustainability relates to the presence of water, a stable source of energy and supply of nutrients, [1]. Recently, the attention has been redirected from our nearest neighbour Mars (which holds some ice but only sediments of previously existing liquid water [2]), to giant icy moons such as Europa, Ganymede and Callisto (moons of Jupiter) and Titan (moon of Saturn).

This has been prompted by the observations performed during Galileo's mission in the 90's which demonstrated the presence of saline water in Europa and in Ganymede [3, 4]. Further observations by NASA's Hubble Space Telescope in 2015, showed the aurora of Ganymede being affected by its saline water reacting to its internal magnetic field [5].

Even more recently, the Cassini-Huygens mission that ended in 2017 made a surprising discovery from measurements during close flybys near the south pole of the Enceladus moon. Not only the presence of liquid water was demonstrated, but some other basic requirements of habitability related to the thermal energy and the chemical composition were also hinted [6, 7].

On icy moons, underneath an external ice crust (referred to as ice I), the existence of subsurface layers of water above the silicate mantle has been demonstrated. According to the volume of these inner water layers, two types of moons may be distinguished. Corresponding to the first type, the volume of water is relatively small and, consequently, submitted to a moderate difference of the hydrostatic pressure. In this case the inner water solely exists in a liquid phase. This is the case of the Enceladus and Europa moons.

The second type of moons contain much larger volumes of water which, consequently, span much larger depths measured along the radial coordinate of the moon. In this case, the water is subjected to much larger hydrostatic pressures which, according to the thermodynamic phase diagram of the water, is consistent with the emergence of an extra icy phase of the water generally referred to as *High Pressure (HP) Ice IV* [8]. This is the case of the Ganymede moon of Jupiter where an ocean is sandwiched between an ice I crust and an HP ice or of the Titan moon of Saturn where the ocean is sandwiched between ice I crust and an yet an extra water phase, ice VI crust, [9, 10].

A schematic configuration of ice/water layers on Ganymede is depicted in Fig. 1 where the different aggregation states of the water are shown as a function of the two conjugate thermodynamic control parameters: the temperature T and the pressure P .

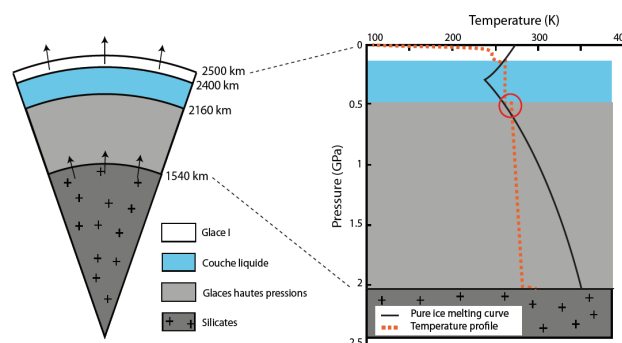


Figure 1 : A schematic of Ganymede's mantles (left) with the corresponding water phase diagram (right)

As the second class of moons is concerned the presence of the HP ice layer may, in principle,

hinder the transport of chemical species from the deep silicate core to the liquid water layer which, in turn, could make the life sustainability on such moons questionable. One way of overcoming this natural transport barrier would be the possibility of triggering a slow convective motion within the HP ice layer. Indeed, convection studies have shown that the viscosity of the HP ice mantle is of the order of $(10^{14}, 10^{18}) Pa.s.$ [11, 12]. This means that, in principle, over sufficiently long time scales, a convective motion might occur. Whether this is indeed the case or not remains, to our best knowledge, elusive and sets the main goal of the present project. A new space mission funded by the European Space Agency (ESA) that is mainly targeting Ganymede [4] which will be launched in 2022 and would reach its target in about seven years. Until then, we aim both setting more solid theoretical grounds for the dynamics of icy layers on Ganymede and, on a parallel track, to build a table top experiment in order to study such dynamics on a model experimental system judiciously designed to “mimic” most of the physical phenomena expected to occur on the giant icy moon Ganymede.

A key element in designing such an experiment is choosing a model system via a basic scaling analysis which, over laboratory time and space scales, would exhibit a behaviour physically similar to that expected over scales of the giant moon. This sets the main scope of this short communication.

2. Scaling arguments

One important issue with experiments like the one foreseen for this project is to ensure that all physical dimensions are scaled in the same way. Convective processes taking place in the deep icy layers of icy moons, are characterised by huge space and time scales (thousands of kilometres and millions of years, respectively). This imposes stringent requirements on the design of a table top experimental setup, which should be properly scaled down. This is commonly addressed as the similarity criteria, [13]. The problem includes the delicate issue of a phase transition, which evolves in space and through time. From an experimental perspective, this means that the constraint on the similarity criteria will be fixed by the ratio [13]:

$$x = \left[\left(\frac{L}{C_p T_m} \right)^m / \left(\frac{L}{C_p T_m} \right)^o \right] \quad (1)$$

Here L stands for the latent heat (J/Kg), C_p for the heat capacity (J/Kg K) and T_m is the melting temperature. The indices (o), (m) refer to the planetary object and the lab experiments, respectively.

As a model phase change material for the table top experiments we chose to work with a paraffin wax. Depending on the type of paraffin, the ratio x given by Eq. 1 might slightly change but, since the ranges of the thermodynamic parameters of ice and paraffin are comparable, one can safely assume that we will generally have $x \approx 1$. Consequently, all the relevant ratios of the physical parameters needed for the problem should also have a value close to unity. In deep icy planetary mantles, the heat flows from the core of the moon towards its free surface. A number of previous studies dealt with a characterisation of the convective motion in the HP ice layers. Grasset has proposed in Ref. [14] for the averaged velocity through the mantle the following relationship:

$$v^o \approx \frac{(\mu^o)^{-0.4}}{38} \quad (2)$$

where μ^o is the scale of the viscosity of the HP ice layer. Considering that the viscosity of

high pressure ice is in the range of $(10^{14}, 10^{18})Pa.s$ Eq. 2 gives a velocity range: $v^o \in (6.6 \times 10^{-8}, 1.6 \times 10^{-9})m/s$. Having an estimate for the convective velocity scale v^o on the icy moon allows one to estimate a time scale for a full convective cycle to complete $t^o = \frac{H^o}{v^o}$, where $H^o \in (100, 400)km$ is the characteristic size of the HP ice layer. Computing the time scale we obtain $t^o \in (1.5 \times 10^{12}, 2.5 \times 10^{14})s$

Similarly, the convective time scale for the table top experiment may be written:

$$t^m = \frac{H^m}{v^m} \quad (3)$$

Via basic dimensional analysis one can relate the geodynamic parameters, namely the hydrostatic pressure $(\rho g H)$, time scale t and viscosity μ , . The ratio of the convective time scales t^o and t^m can therefore be given by:

$$\frac{t^o}{t^m} = \frac{\mu^o}{\rho^o H^o g^o} \cdot \frac{\rho^m H^m g^m}{\mu^m} \quad (4)$$

Here ρ is the density, g the acceleration of the gravity and μ the viscosity.

A similarity between the thermo-diffusive time scales requires:

$$\frac{H^{o2}}{\kappa^o t^o} = \frac{H^{m2}}{\kappa^m t^m} \quad (5)$$

where κ stands for the thermal diffusivity coefficient.

Once the modeling fluid is chosen and its properties are known, one could substitute the ratio of heights in Eq. 4 and 5 to obtain $t^m \in (0.1, 38)s$ the table top experiment time scale. Subsequently, using Eq. 5 one could compute the height of characteristic length in the experimental setup $H^m \in (0.22, 0.88)m$.

The problem to be solved at a planetary scale is one of convective motions driven by a thermal gradient [13] which is usually controlled by the Rayleigh number. However, considering the high pressure effect that is present on Ganymede but absent in our experiment, the Rayleigh number no longer fully describes the convection in both cases in a similar manner.

From an experimental standpoint, such pressures are practically impossible to generate (and control) in a laboratory scale (table top) experiment. But an alternative method can be proposed. Bearing in mind that the phase transition is equivalent to a modification of the free energy surface of the system, one can alternatively reach melting conditions in a phase diagram by introducing an external control parameter that could substitute the pressure effect.

To understand how this could be done, we refer to the Clapeyron-Clausius relationship along an equilibrium:

$$\frac{dT}{dP} = T \frac{\Delta V}{\Delta Q} \quad (6)$$

where dP is the pressure difference, dT is the change of the temperature around the phase transition, ΔV is the change of the molar volume at the phase transition point and \overline{Q} is the molar heat associated to the phase transition. The presence of an additional field may shift either the pressure difference or the temperature corresponding to the phase transition. This general thermodynamic effect is particularly useful for rheological studies where it is known that the presence of an external shear shifts the crystallization point of various polymers [15].

For the proposed experimental setup, the shift of melting point by pressure will be replaced in the proposed setup by shear. Moreover, the contribution of shear must be equal to that of pressure in the planetary object:

$$\frac{\Delta P^o - \Delta P^m}{T_M^m} = \frac{R}{\Delta Q} f(\dot{\gamma}) \quad (7)$$

with ΔP^o the pressure difference existing in the planetary system, T_M^m the melting temperature of the modeling fluid, $\Delta P^m \leq \Delta P^o$ the pressure difference we would expect in a table top experimental setup, and $f(\dot{\gamma})$ a function of the externally applied shear which will be determined experimentally in this work package. For the paraffin one can estimate $\frac{RT_M^m}{\Delta Q} \approx 0.066$. Bearing in mind that $f(\dot{\gamma})$ has the dimensions of a stress and that around the melt point one can reach viscosities of the order of $10^{10} Pa.s$, it is clear from Eq. 7 that the “trick” we propose could compensate the pressure difference between planetary and lab scales.

3. Modeling fluid and experimental setup

3.1. Choice of the modeling fluid

As previously mentioned, we chose paraffin as a model phase-change material and focus in the following on its thermo-rheological properties. The rheological characterisation was performed using a controlled stress rotational rheometer (Mars III, Thermofischer Scientific) equipped with a nano-torque module and a parallel plate geometry with a diameter $D = 20\text{mm}$ and a gap $h = 0.5\text{mm}$. The measurements have been performed at a constant shear rate of $\dot{\gamma} = 10\text{s}^{-1}$ during a decreasing temperature ramp between $T_i = 70^\circ\text{C}$ and $T_f = 45^\circ\text{C}$ with increments of $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$. The temperature dependence of the viscosity is illustrated in Fig. 2.

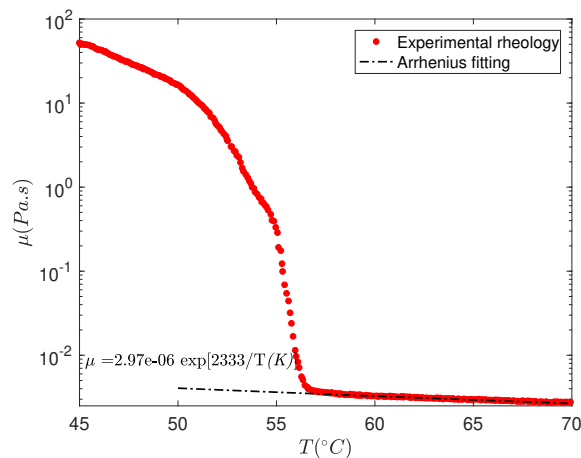


Figure 2 : *Temperature dependence of the shear viscosity of the paraffin. The dash-dotted line is a fit by the Arrhenius law.*

For $T > 57^\circ\text{C}$, the entire material is in liquid phase and its shear viscosity may be described by the classical Arrhenius correlation, Fig. 2. When the temperature is gradually decreased below this point, the viscosity increases dramatically and a solid-fluid coexistence regime that

departs from the Arrhenius law is observed. Upon a further decrease of the temperature, the entire material becomes a “*soft*” solid with an apparent viscosity $\mu^m \approx 50 \text{ Pa.s}$. The data presented in Fig. 2 reveals two main advantages of using the paraffin as a model fluid for the HP ice layer. First, its phase transition occurs at a temperature that is relatively easy to control in a table top experiment. Secondly, the apparent viscosity of the solid phase has an order of magnitude consistent with the results of our scaling arguments.

The thermophysical properties of HP ice and paraffin wax are shown in Table 1 [14]. The existing set of parameters [14] with their corresponding calculated ranges (in **bold**) based on the scaling arguments in section 2. are shown in Table 2.

Material	High Pressure Ice	Paraffin Wax
C_p (J/kgK)	2850	2195
ρ (kg/m ³)	1390	900
$\alpha \times 10^4$ (1/K)	1.46	1
$\kappa \times 10^7$ (m ² /s)	6	1.17
k (W/mK)	1.58	0.232
g (m/s ²)	1.6	9.81
L (J/kg)	360,000	180,000
T_m (K)	332	54
μ (Pa.s)	$10^{14} - 10^{18}$	10 – 50

Table 1 : *Thermophysical properties of High Pressure Ice and Paraffin wax [14]*

	Ganymede	Experimental setup
g (m/s ²)	1.6	9.81
H (m)	$(100 - 400) \times 10^3$	0.22 – 0.88
v (m/s)	$1^{-9} - 1^{-8}$	0.005 – 0.08

Table 2 : *Planetology givens with their corresponding lab data [14]*

With the aforementioned values in Table 1, the ratio x defined in section 2. becomes equal to 1.52. Given that the ratio x is in the order of a unity, the choice of the fluid confirms the similarity criterion of the phase transition [13].

It is important to acknowledge that there exists a discrepancy in the similarity from the inequality of Reynolds number. Ice mantle convections have Reynolds numbers of 10^{-13} , whereas the proposed scaled experimental model reaches 0.01. With that being said, the regime of both flows remain laminar, and this condition could be considered as partially satisfied.

$$\left[\frac{\rho^o v^o H^o}{\mu^o} \right]_{laminar} \approx 10^{-13} \neq \left[\frac{\rho^m v^m H^m}{\mu^m} \right]_{laminar} \approx 0.01 \quad (8)$$

3.2. The experimental setup

The experimental setup we propose is schematically illustrated in Fig. 3. This setup is easy to characterize experimentally and to implement in numerical simulations. Its main advantage is that it provides a homogeneous shear. The homogeneous shear in the bulk flow is ensured by imposing a large width to depth aspect ratio, $W/De \approx 4$ (The depth being in the y axis

direction). The paraffin wax is contained in a rectangular container with optically transparent walls. Based on the scaling arguments presented in the previous section, the height of the container would be in the range of $H \in (20, 40) \text{ cm}$. Two additional containers placed at the bottom and at the top of the fluid container allow one to generate a precisely controlled vertical temperature gradient (with an accuracy of 0.1°C) by circulating water at different temperatures T_t, T_b . Two vertical conveyor belts CB (1-2) driven by two separate AC-servo motors will be used for forcing the convective motions in the solid domain, and for partially substituting the pressure difference. The roughness of the belts will be chosen empirically to avoid paraffin slip. The servo motors/controllers are justified by the need of having a smooth driving in order to minimize external perturbations, which around a phase change critical point may alter the phenomena.

Within this context, the main experimental strategy would be the following. First, the system should be brought to a state of thermal equilibrium by imposing a steady temperature gradient that reproduces the situation sketched in Fig. 3. By a judicious choice of the temperatures T_t, T_b in relation to the melt temperature T_M , the position of the melting front can be controlled. Precise point-wise measurements will be conducted at well defined positions within the container by using an array of thermocouples T_{1-6} inserted through the lateral wall of the container. An alternative technique will also be employed to monitor the temperature distribution within the system. A mixture of thermo-chromic liquid crystals (Hallcrest Inc.) will be used to visualize both the temperature distribution within the setup and the flow field. The liquid crystals will be chosen in correlation with the melt temperature of the paraffin, T_M .

The position of the liquid-solid interface will be gradually shifted by modifying the upper thermal constraints, as indicated in Fig. 3. The route to the new equilibrium state will be characterized in detail by systematic measurements of the space-time temperature variations over extended periods. The emergence of a phase transition front within the system will be accurately detected by a space-time characterization of the temperature fields. The correlation between flow field transients and temperature field transients would be monitored to accurately describe the route to the new thermodynamic equilibrium point.

To measure the flow field generated by the conveyor belts a vertical laser sheet LS will be cast in the plane ZX through the transparent top fluid container. The controlled exposure time of the laser will be minimized to reduce its heating effect on the paraffin. Long time series of the flow images will be acquired with the digital camera CCD. Flow fields will be obtained using a Digital Particle Image Velocimetry technique developed in LTeN. Speeds as small as $0.5 \mu\text{m/s}$ can be accurately measured with this technique.

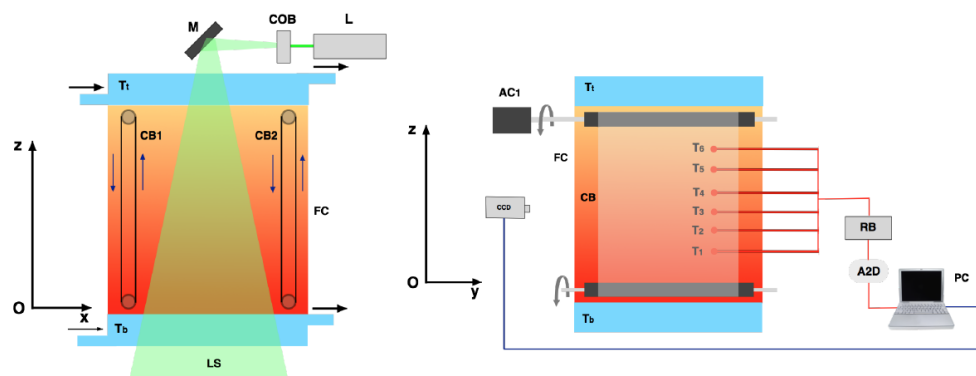


Figure 3 : Front and side views of the suggested experimental setup

4. Conclusion and perspectives

Based on dimensional analysis, an experimental modeling of the high pressure (HP) ice mantle in Ganymede was proposed in this paper. The next step is to build an experimental setup according to similarity criteria and to simulate at lab scale the convective motions in the solid and liquid phase. In the recent future, the effect of shear rate in the flow will be studied on the crystallization of the fluid; thereby upgrading this study to comprise complex thermodynamics.

References

- [1] R. Heller, D. Williams, D. Kipping, M. A. Limbach, E. Turner, R. Greenberg, T. Sasaki, E. Bolmont, O. Grasset, K. Lewis, R. Barnes, J. I. Zuluaga, Formation, Habitability, and Detection of Extrasolar Moons, *Astrobiology*, 14 (2014) 798835.
- [2] Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, (2018). Mars exploration rovers. [Online]. Available: <https://mars.nasa.gov/mer/science/goal1-results.html> [Accessed 8 1 2019].
- [3] NASA Science, (2011). New Evidence for Liquid Water on Europa. [Online]. Available: https://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2011/16nov_europa [Accessed 8 1 2019].
- [4] European Space Agency, (2018). Juice's primary target: Ganymede. [Online]. Available: <http://sci.esa.int/juice/59905-juice-s-primary-target-ganymede/> [Accessed 8 1 2019].
- [5] NASA (2015). NASAs Hubble Observations Suggest Underground Ocean on Jupiter's Largest Moon. [Online]. Available: <https://www.nasa.gov/press/2015/march/nasa-s-hubble-observations-suggest-underground-ocean-on-jupiters-largest-moon> [Accessed 8 1 2019].
- [6] NASA Science Solar System Exploration, (2006). NASA's Cassini Discovers Potential Liquid Water on Enceladus. [Online]. Available: <https://solarsystem.nasa.gov/news/12352/nasas-cassini-discovers-potential-liquid-water-on-enceladus/> [Accessed 8 1 2019].
- [7] F. Postberg, N. Khawaja, B. Abel, G. Choblet, C. Glein, M. Gudipati, B. Henderson, H.-W. Hsu, S. Kempf, F. Klenner, G. Moragas-Klostermeyer, B. Magee, L. Nille, M. Perry, R. Reviol, J. Schmidt, R. Srama, F. Stolz, G. Tobie, M. Trieloff, J. Hunter Waite, Macromolecular organic compounds from the depths of Enceladus, *Nature*, 558 (2018) 564568.
- [8] V. F. Petrenko and R. W. Whitworth, *Physics of Ice*, Oxford University Press, Oxford, (1999).
- [9] C. Sotin, O. Grasset, S. Beauchesne, *Thermodynamic properties of high pressure ices: implications for the dynamics and internal structure of large icy satellites*, Solar System Ices. Kluwer Academic, Dordrecht (1998), pp. 7996.
- [10] G. Tobie, O. Grasset, J. I. Lunine, A. Mocquet, C. Sotin, Titans internal structure inferred from a coupled thermal-orbital model, *Icarus*, 175 (2005) 496502.
- [11] K.Kalousová, C. Sotin, G. Choblet, G. Tobie, O. Grasset, Two-phase convection in Ganymedes high-pressure ice layer - Implications for its geological evolution, *Icarus*, 299 (2018) 133147.
- [12] G. Choblet, G. Tobie, C. Sotin, K.Kalousov, O. Grasset, Heat transport in the high-pressure ice mantle of large icy moons, *Icarus*, 285 (2017) 252262.
- [13] A. I. Shemenda (1994) Subduction. Insights from Physical Modeling. Modern Approaches in Geophysics Series, Volume 11. xi + 215 pp.
- [14] O. Grasset, private communication (2017).
- [15] A. Ya Malkin, A Isayev (2012) Rheology: concepts, methods and applications, ChemTec Publishing

Acknowledgements

The authors would like to thank Olivier Grasset for useful theoretical insights.

Modélisation des transferts lors de la condensation en gouttes

Jérémy LETHUILLIER¹, Marc MISCEVIC¹, Pascal LAVIEILLE¹

¹Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie (LAPLACE)

UMR CNRS 5213 Université Paul Sabatier (UPS) 118, route de Narbonne 31062 Toulouse Cedex 9.

Résumé - La condensation en gouttes est l'un des régimes conduisant aux meilleures performances thermiques pour gérer des flux de chaleur importants. Afin de modéliser les transferts dans un tel régime, la connaissance de la distribution de la taille des gouttes est indispensable. Dans cette communication, deux approches différentes sont proposées et analysées afin de déterminer cette distribution. La première est basée sur un modèle statistique, dans lequel deux populations de gouttes sont considérées et où le régime est permanent. Le second modèle utilise une approche plus directe, en modélisant chacune des gouttes sur la surface étudiée.

Nomenclature

R	Rayon de pied de goutte, m	<i>Symboles grecs</i>	
R_c	Rayon de courbure, m	θ	Angle de contact, rad
N_s	Nombre de sites de nucléation, m^{-2}	ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
N	Distribution des "grosses" gouttes, $m^{-2}.m^{-1}$	σ	Facteur d'accommodation
n	Distribution des "petites" gouttes, $m^{-2}.m^{-1}$	γ	Tension superficielle, $N.m^{-1}$
T_{sat}	Température de saturation, K	δ	Épaisseur du traitement de surface, m
T_{paroi}	Température de la paroi sous refroidi, K	τ	Temps caractéristique, s
L_v	Chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$	δt	pas de temps, s
k	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
G	Vitesse de croissance des gouttes, $m.s^{-1}$	<i>min</i>	minimum
S	Surface, m^2	<i>e</i>	coalescence
\dot{q}	Flux à travers une goutte, W	<i>max</i>	maximum
Q''	Flux total, W	<i>l</i>	liquide
h	Coefficient de transfert, $W.m^{-2}.K^{-1}$	<i>t</i>	traitement
h_i	Coefficient de transfert à l'interface, $W.m^{-2}.K^{-1}$		

1. Introduction

La condensation est rencontrée dans de nombreuses applications, telles que la climatisation, la récupération d'eau ou encore la production d'énergie. Il existe deux régimes de condensation : la condensation en gouttes et la condensation en film. Ce deuxième régime est moins intéressant pour gérer de forts flux de chaleur, du fait de l'importante résistance thermique liée à l'épaisseur de liquide. Pour obtenir de bonnes performances thermiques, il faut donc conserver autant que possible un régime de condensation en gouttes. La difficulté est alors d'évacuer la phase dispersée au fur et à mesure de sa formation, afin d'éviter qu'elle ne s'accumule sur la surface jusqu'à former un film de liquide. Il existe diverses méthodes d'évacuation de la phase dispersée dans la littérature. Pour provoquer le mouvement des gouttes, il faut appliquer une force sur celles-ci. En utilisant la gravité ou les forces de tension de surface par exemple.

Afin de modéliser le coefficient de transfert au cours de la condensation, il est nécessaire de définir un modèle de transfert au travers d'une goutte unique ainsi que la distribution de la taille des gouttes sur la surface. Plus la connaissance de cette distribution sera fine et plus l'estimation

du flux de chaleur sera précise. Il est donc essentiel de comprendre les phénomènes influençant cette distribution. La présente étude se concentrera sur les paramètres qu'il est possible à priori de contrôler expérimentalement, comme la densité de site de nucléation [1], le rayon de départ des gouttes R_{max} ou encore la mouillabilité [2].

Dans un premier temps, le modèle thermique d'une goutte unique est brièvement rappelé. Les deux modèles de distribution de la taille des gouttes sont ensuite présentés, avec un focus particulier sur le modèle instationnaire, moins documenté dans la littérature. Enfin les résultats seront confrontés et analysés afin de dégager les paramètres les plus influents sur les transferts de masse et de chaleur.

2. Modèle thermique à travers une goutte unique

On s'intéresse ici à la modélisation des transferts thermiques au travers d'une goutte unique. Cette goutte est en équilibre liquide-vapeur (corps pur) sur un substrat dont la température est imposée. On fera l'approximation que cette goutte est de la forme d'une calotte sphérique afin de simplifier les expressions des surfaces mises en jeu. On considère quatre résistances thermiques qui pilotent les transferts de chaleur (cf par exemple [3]) : (i) une résistance de conduction liée à l'épaisseur du liquide ; (ii) Une résistance due à l'interface liquide-vapeur ; (iii) une résistance liée à la courbure de l'interface et (iv) une résistance provoquée par le traitement de surface éventuel. Ces quatre résistances permettent d'obtenir la résistance thermique totale reliant le flux au sous-refroidissement, c'est à dire au saut de température entre la température de saturation et la température de la paroi sous refroidie. On obtient l'expression du flux de chaleur traversant une goutte [3] prenant en compte la mouillabilité de la surface :

$$\dot{q} = \frac{\Delta T \pi R_c^2 (1 - \frac{R_{min}}{R_c})}{\frac{\theta R_c}{4k_l \sin \theta} + \frac{\delta}{(k_t \sin^2 \theta)} + \frac{1}{2h_i(1 - \cos \theta)}} \quad (1)$$

On peut également déterminer le transfert de chaleur au travers d'une goutte grâce à la variation de sa masse au cours du temps de la condensation. Comme le temps caractéristique de conduction dans le liquide est négligeable devant le temps de croissance d'une goutte, ce transfert par conduction peut-être supposé quasi-statique. On obtient alors l'expression du flux thermique en multipliant le débit de changement de phase par la chaleur latente de vaporisation :

$$\dot{q} = \rho L_v \pi R_c^2 (2 - 3 \cos \theta + \cos^3 \theta) \frac{dR_c}{dt} \quad (2)$$

En combinant les équations 1 et 2, on obtient une expression de la vitesse de croissance des gouttes :

$$G(R_c) = \frac{dR_c}{dt} = \frac{A_1 (1 - \frac{R_{min}}{R_c})}{(A_2 R_c + A_3)} \quad (3)$$

Avec :

$$A_1(\theta) = \frac{\Delta T (1 - \cos \theta)}{\rho L_v (2 - 3 \cos \theta + \cos^3 \theta)} \quad A_2(\theta) = \frac{\theta (1 - \cos \theta)}{4k_l \sin \theta} \quad A_3(\theta) = \frac{\delta (1 - \cos \theta)}{(4k_t \sin^2 \theta) + \frac{1}{2h_i}} \quad (4)$$

Ce modèle thermique sera utilisé dans les deux approches différentes décrites ci après pour modéliser la distribution de la taille des gouttes.

3. Modélisation de la distribution par une approche statistique

Afin de déterminer le flux global à travers la surface, cette approche se propose de séparer la distribution de la taille des gouttes en deux populations distinctes : une population de "petites" gouttes dont le rayon est compris entre R_{min} et un rayon nommé R_e , et une population de "grosses" gouttes pour les rayons compris entre R_e et R_{max} . Le flux thermique global au régime stationnaire est alors :

$$Q'' = \int_S \int_{R_{min}}^{R_e} \dot{q}(R)n(R)dRdS + \int_S \int_{R_e}^{R_{max}} \dot{q}(R)N(R)dRdS \quad (5)$$

Avec $n(R)$ la distribution des "petites" et $N(R)$ la distribution des "grosses" gouttes (i.e les densités de probabilité). En considérant que la répartition des sites de nucléation est uniforme, on définit le rayon R_e par rapport au nombre maximum de sites de nucléation disponibles sur la surface :

$$R_e = \frac{1}{\sqrt{4N_s}} \quad (6)$$

Il s'agit donc d'un critère purement géométrique traduisant le fait que deux gouttes voisines et de rayons identiques coalescent lorsque leur rayon atteint R_e . Le nombre de sites de nucléation est une valeur difficile à estimer, sa valeur est donc fixée arbitrairement. On choisira ici, la valeur de $1,5625 \cdot 10^{10} m^{-2}$, équivalent à un rayon de coalescence de $4 \mu m$ (ordre de grandeur classique dans la littérature) [4].

La plupart des modèles de distribution des "grosses" gouttes sont basés sur le modèle semi-empirique proposé par Rose [5] :

$$N(R) = \frac{1}{3\pi R^2 R_{max}} \left(\frac{R}{R_{max}}\right)^{-2/3} \quad (7)$$

avec R_{max} , le rayon maximum qu'une goutte peut atteindre sur la surface avant d'être évacuée. Dans la littérature, ce rayon est généralement modélisé en fonction des conditions expérimentales (surfaces inclinées, cisaillement, ...). L'objectif étant d'analyser l'impact des paramètres sur les transferts, on imposera sa valeur dans cette étude, sans se préoccuper (dans un premier temps) des mécanismes permettant d'atteindre cette valeur.

La modélisation de la distribution des "petites" gouttes repose quant à elle sur deux phénomènes physiques : la croissance de leurs tailles due à la condensation et un phénomène de "renouvellement" de la surface, provoqué à la fois par le départ des gouttes ayant atteint R_{max} , et par la coalescence. En effet, lorsqu'une coalescence a lieu entre deux gouttes, la nouvelle aire de surface mouillée est plus faible que l'aire qui était occupée par les deux gouttes initiales : une partie de la surface est alors "renouvelée". Ces deux phénomènes (coalescence et balayage par les grosses gouttes), régénèrent des sites de nucléation qui permettent à de nouvelles gouttes de se former et font disparaître des classes de goutte. La distribution des "petites" gouttes est alors régie par l'équation différentielle suivante [3] :

$$\frac{d(Gn)}{dR} + \frac{n}{\tau} = 0 \quad (8)$$

Avec τ le temps caractéristique de balayage qui correspond au temps nécessaire au renouvellement d'un mètre carré de surface. La résolution de cette équation donne l'expression de la distribution des gouttes de "petite" taille :

$$n(R) = N(R_e) \frac{G(R_e)}{G(R)} \exp\left(\frac{A_2}{\tau A_1} \left(\frac{R_e^2 - R^2}{2} + R_{min}(R_e - R) - R_{min}^2 \ln\left(\frac{R_e - R_{min}}{R - R_{min}}\right) \right) \right. \\ \left. + \frac{A_3}{\tau A_1} \left((R_e - R) - R_{min} \ln\left(\frac{R_e - R_{min}}{R - R_{min}}\right) \right) \right) \quad (9)$$

Avec R_{min} , le rayon minimum (i.e de nucléation), dépendant des conditions de pression, de température et des caractéristiques du fluide [6] :

$$R_{min} = \frac{2\gamma T_{sat}}{L_v \rho \Delta T} \quad (10)$$

On a établi l'expression de la valeur de la distribution des "petites" gouttes mais celle-ci dépend du taux de renouvellement de la surface. Pour obtenir la valeur de τ , on impose la continuité des dérivées des deux distributions en $R = R_e$. A partir de cette condition de raccordement en R_e , des expressions des distributions des "petites" et des "grosses" gouttes, la valeur du coefficient de transfert lorsque le régime permanent est atteint peut être déduite.

4. Modélisation de la distribution par une approche directe

L'algorithme utilisé dans cette seconde approche est présenté sur la figure 1. Une unique

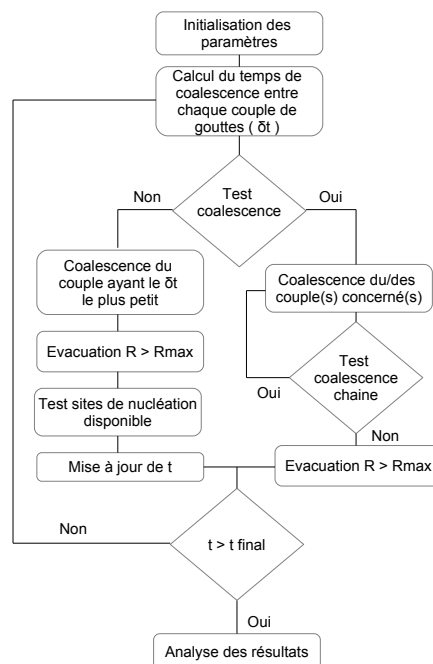


Figure 1 : *algorithme*

population de goutte sera considérée pour modéliser la distribution globale sur la surface (plus de distinction entre "petites" et "grosses" gouttes). Cela permet de ne pas se baser sur le modèle semi-empirique de la distribution des grosses gouttes.

Dans un premier temps, les sites de nucléation sont répartis sur un réseau régulier (comme dans l'approche précédente), puis une perturbation aléatoire ($0.1R_e$) est appliquée sur la position de chacun de ces sites afin de rendre la distribution des sites hétérogène (densité de sites N_s identique). Le modèle adopte les hypothèses suivantes : lorsqu'un site de nucléation est disponible, celui-ci est immédiatement occupé par une nouvelle goutte de rayon R_{min} . Lorsque plusieurs

gouttes rentrent en contact, la coalescence a lieu instantanément. Si la taille d'une goutte est supérieure au rayon R_{max} , la goutte est évacuée instantanément de la surface (disparition de celle-ci).

La distribution est obtenue en suivant l'évolution de chacune des gouttes au cours du temps sur la surface. Chaque goutte est caractérisée par son rayon ainsi que son couple de coordonnées (x,y) . La valeur du pas de temps est calculée à chaque itération : la connaissance de la dynamique de croissance de chaque goutte ainsi que leur position permet de connaître le temps théorique qu'il faut à chaque couple de gouttes pour coalescer. Pour déterminer ce temps, on doit calculer le temps pour lequel (on se place dans le cas où $\theta < 90^\circ$) : $R_i + R_j = d_{ij}$.

Avec d_{ij} la distance entre les centres de masse de deux gouttes. En intégrant l'équation 3, entre le rayon initial de la goutte et $R(t)$, on obtient l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{A_2}{2}((R(t) - r_{min})^2 - (R_0 - r_{min})^2) + (2A_2r_{min} + A_3)((R(t) - r_{min}) - R_0 - r_{min}) \\ + (A_2r_{min}^2 + A_3r_{min})\ln\left(\frac{R(t)-r_{min}}{R_0-r_{min}}\right) - A_1\delta_t = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Avec R_0 , le rayon initial de la goutte. A partir des deux relations précédentes, on détermine le temps nécessaire pour qu'un couple de goutte rentre en contact. Le premier couple de gouttes à rentrer en contact coalesce, formant une nouvelle goutte dont le rayon est calculé en appliquant la conservation du volume. La nouvelle position est calculée en déterminant le barycentre des centres de masse. Lors de son déplacement, la nouvelle goutte peut provoquer d'autres coalescences. Tant qu'au moins un couple de gouttes est concerné, le temps n'est pas incrémenté. Une fois que l'intégralité des coalescences ont eu lieu, on test si des sites de nucléation sont de nouveaux disponibles. Si la position du site n'est pas recouverte par une goutte, on place un nucléus à la taille R_{min} .

5. Présentation des résultats

L'influence de différents paramètres sur le coefficient d'échange global est maintenant analysé, en effectuant une étude paramétrique autour d'une configuration de référence pour laquelle : une mouillabilité homogène est imposée à 85° sur toute la surface, le rayon est fixé à $R_e = 4\mu m$ et le rayon de départ des gouttes à $R_{max} = 65\mu m$ (valeurs des paramètres thermiques tirées de [3]).

5.1. Modèle statistique

On s'intéresse dans un premier temps à l'influence du rayon de départ des gouttes sur la distribution. La figure 2 présente les résultats obtenus pour une variation de R_{max} , allant de quelques dizaines de micromètres jusqu'au millimètre. La forme de la densité de probabilité est conservée, plus le R_{max} est petit et plus le nombre de petites gouttes augmente. L'évacuation des grosses gouttes étant plus fréquente, cela permet à de nouveaux sites de nucléation d'être occupés par des nucléus. En imposant $R_{max} = 35, 65, 100$ et $1000\mu m$, on obtient respectivement $h = 146, 122, 109$ et $54kW.m^{-2}.K^{-1}$. Le modèle prédit une nette amélioration des transferts lorsque la valeur du rayon de départ des gouttes est diminuée.

En complément de cela, on observe sur la figure 3, le produit de la densité de probabilité par le flux thermique à travers une goutte. C'est l'intégrale de ce produit qui donne la valeur de la densité de flux de chaleur transmise (et donc la valeur du coefficient de transfert, le sous refroidissement étant imposé à 1K). Cela nous permet d'observer les classes de goutte qui participent le plus aux transferts. On observe que le maximum se situe pour les gouttes ayant une taille

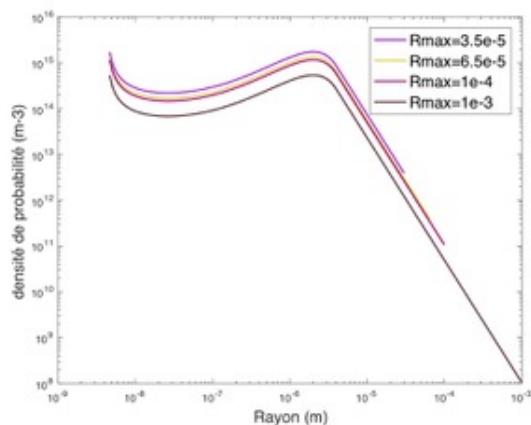


Figure 2 : Densité de probabilité en fonction du rayon des gouttes pour différents R_{max}

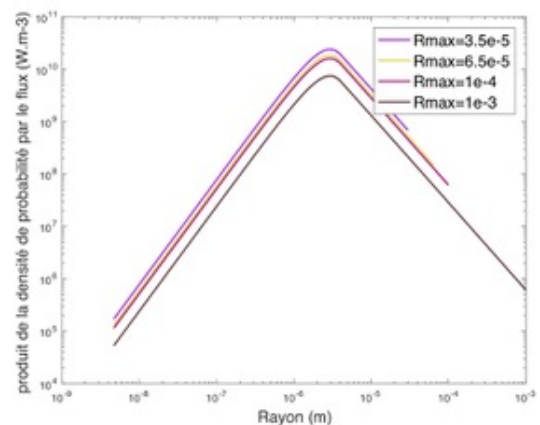


Figure 3 : Produit de la densité de probabilité par le flux thermique en fonction du rayon des gouttes pour différents R_{max}

de l'ordre de quelques micromètres. Ce maximum s'explique par deux effets antagonistes : le flux de chaleur est proportionnel à la longueur de la ligne triple de la goutte impliquant que les transferts sont d'autant plus importants que le rayon est grand, mais plus la taille des gouttes est importante et moins elles sont nombreuses.

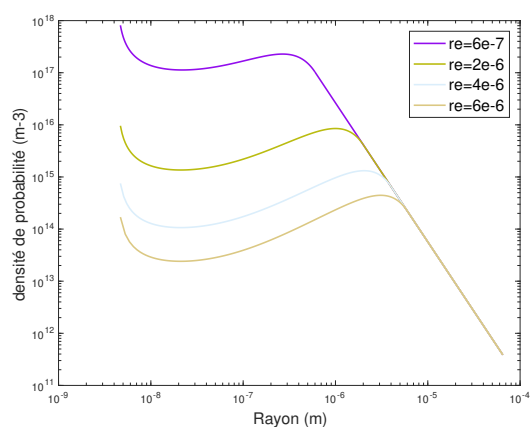


Figure 4 : Densité de probabilité en fonction du rayon des gouttes pour différents R_e

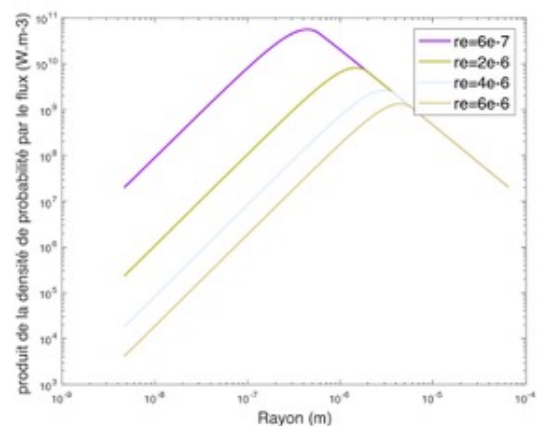


Figure 5 : Produit de la densité de probabilité par le flux thermique en fonction du rayon des gouttes pour différents R_e

Dans cette seconde analyse, on s'intéresse à l'influence du nombre de sites de nucléation présent sur la surface. On rappelle que le nombre de sites de nucléation est relié au rayon de coalescence par la relation (7). La figure 4 présente la densité de probabilité en fonction du rayon des gouttes. La diminution d'un ordre de grandeur sur le rayon R_e (deux ordres de grandeur sur la densité de sites de nucléation) provoque une augmentation de quatre ordres de grandeur sur la densité de probabilité des "petites" gouttes. Ainsi en imposant $R_e = 0.6, 2, 4$ et $8\mu\text{m}$, on obtient respectivement $h = 477, 314, 122$ et $61\text{kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Le modèle prédit une forte amélioration des transferts pour des rayons R_e faibles. Comme lors de l'analyse de l'influence de R_{max} , la figure 5 présente le produit de la densité de probabilité par le flux à travers une goutte unique. L'augmentation de la densité de site de nucléation,

a pour effet de déplacer le maximum observé précédemment. Selon ce modèle, il s'agit d'un critère primordial à minimiser expérimentalement dans l'optique de maximiser les transferts.

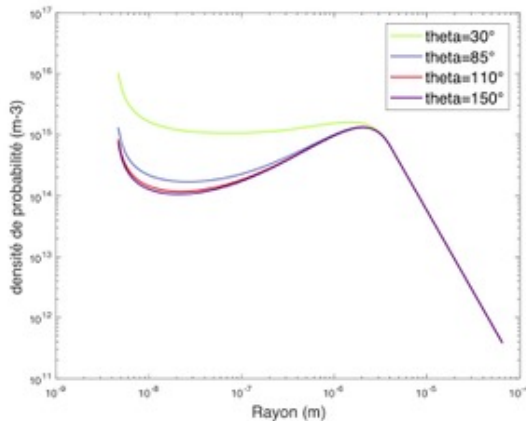


Figure 6 : Densité de probabilité en fonction du rayon des gouttes pour différents angles de contact

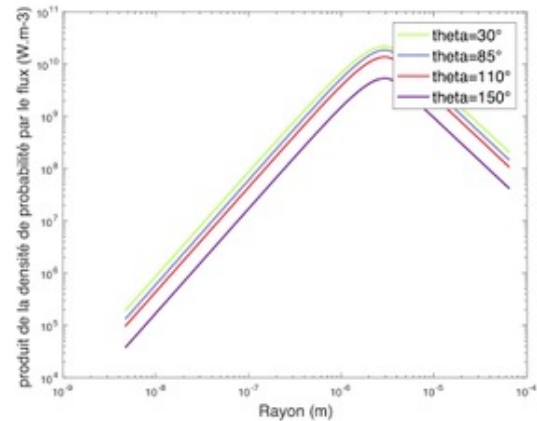


Figure 7 : Produit de la densité de probabilité par le flux thermique en fonction du rayon des gouttes pour différents angles de contact

Pour une densité de sites de nucléation et un rayon de départ des gouttes fixé, en imposant $\theta = 30, 85, 110$ et 150° , on obtient respectivement $h = 129, 122, 89$ et $29 \text{ kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Les transferts à travers une goutte en équilibre sur une surface hydrophobe sont moins importants (figure 6 et 7) car les résistances thermiques sont plus fortes, notamment la résistance de conduction dans le liquide. Il est donc à priori plus intéressant de travailler sur des surfaces hydrophiles. Néanmoins sur celles-ci l'effet de l'hystérésis d'angle de contact est plus important. Cela a pour effet expérimentalement d'augmenter la valeur du rayon de départ des gouttes, ce qui n'est pas pris en compte ici.

5.2. Modèle direct

L'objectif de cette partie est de confronter les résultats obtenus avec le modèle direct décrit précédemment, à ceux obtenus avec le modèle statistique. Afin de se rapprocher de la configuration considérée avec le premier modèle, le paramètre de perturbation de la répartition des sites de nucléation a été minimisé. Pour limiter les temps de calcul, on fixe deux paramètres :

- le pas de temps minimum est imposé à $10 \mu\text{s}$. Cela permet d'observer les classes des "petites" gouttes jusqu'à des rayons de l'ordre de la centaine de nanomètres.
- la surface sur laquelle a lieu la condensation (ce qui revient à fixer la population maximale des gouttes sur la surface à 625).

On observe sur la figure 8, la comparaison de la densité de probabilité obtenue avec chaque modèle. Pour les "grosses" gouttes, on retrouve une densité de probabilité similaire au modèle semi-empirique, excepté pour les gouttes ayant une taille proche de R_{max} , dû au nombre trop faible de sites pris en compte. Cela conforte les hypothèses proposées pour ce modèle.

Néanmoins, les deux modèles diffèrent quant à la distribution des "petites" gouttes (figure 8 et 9), or ces gouttes transmettent environ 30 % du flux. Dans cette configuration, le coefficient de transfert obtenu avec le modèle statistique est égale à $122 \text{ kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ alors qu'il est égale à $99 \text{ kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour le second modèle, soit un écart de l'ordre de 20 %. Il est à noter que cet écart serait différent (plus important ou moins important) si la configuration de référence était

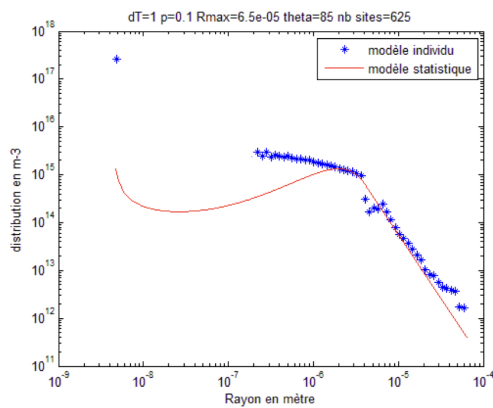


Figure 8 : *Densité de probabilité en fonction du rayon pour $\theta = 85^\circ$, $R_e = 4\mu\text{m}$ et $R_{max} = 65\mu\text{m}$*

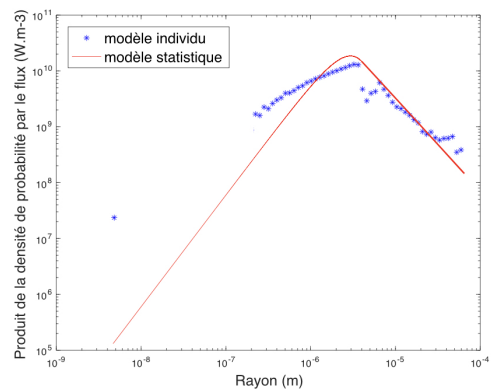


Figure 9 : *Produit de la densité de probabilité par le flux thermique en fonction du rayon des gouttes pour $\theta = 85^\circ$, $R_e = 4\mu\text{m}$ et $R_{max} = 65\mu\text{m}$*

modifiée (c'est à dire θ , R_e et R_{max} différents).

6. Conclusion

Une première conclusion que l'on peut tirer est que le modèle direct permet de retrouver une distribution des "grosses" gouttes proche du modèle semi-empirique. Par contre, des écarts notables sont observés entre les distributions des plus petites gouttes obtenues avec ce modèle et avec le modèle statistique classiquement admis dans la littérature. Le modèle statistique fait une hypothèse forte sur le temps caractéristique de renouvellement de la surface, hypothèse qui n'est pas faite dans le modèle direct. On peut donc être tenter de penser que c'est cette approche qui conduit aux meilleurs résultats. Toutefois, du fait des difficultés numériques (temps de calcul), le nombre de gouttes considéré est faible (625 au maximum dans cette communication). Ces résultats demandent donc à être confirmés. Pour cela l'algorithme devra être optimisé afin de réduire le temps de calcul et ainsi d'augmenter la surface sur laquelle la condensation s'effectue. Une analyse de sensibilité analogue à celle présentée ici avec le modèle statistique pourra alors être effectuée avec le modèle direct. A plus long terme, des mesures expérimentales (notamment du coefficient de transfert et de la distribution) seront effectuées afin de conforter les résultats obtenus lors de l'étude paramétrique.

Références

- [1] Mu, Effect of surface topography of material on nucleation site density of dropwise condensation, *Chemical engineering science*, pp 81-87, 1998
- [2] Peng, Experimental Investigation on Steam Condensation Heat Transfer Enhancement with Vertically Patterned Hydrophobic-Hydrophilic Hybrid Surfaces *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2015
- [3] Singh, Mathematical model for dropwise condensation on a surface with wettability gradient, *Int. J. Heat Mass Transfer* 140(7), 2017
- [4] Leach, Dropwise condensation, Experiments and simulations of nucleation and growth of water drops in a cooling system, *Langmuir*, pp 8864-8872 2006
- [5] Rose, Dropwise condensation, the distribution of drop sizes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016 pp 377-385
- [6] Mancio Reis, Dynamique d'une goutte sur une surface a mouillabilite heterogene : Application a l'intensification des transferts de chaleur avec changement d'etat, *Université Paul Sabatier*, 2015 pp 111-112

Mesures locales couplées du coefficient d'échange interne et de l'épaisseur de film de liquide en condensation convective.

Pascal Lavieille¹, Lan Phuong Le Nguyen¹, Jennifer Roy¹, Marc Miscevic¹, Benoit Schlegel¹, Jacques Lluc¹

¹Laboratoire Plasma et conversion d'énergie

Univ. Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 9

*(auteur correspondant : pascal.lavieille@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - La condensation convective du HFE7000 est étudiée dans un tube en saphir possédant un diamètre interne de 3,4 mm pour des vitesses massiques comprises entre 8 et 50 kg.m⁻².s⁻¹. Un dispositif expérimental spécifique permet de mesurer simultanément le coefficient d'échange interne et l'évolution temporelle de l'épaisseur du film liquide avec une résolution submicrométrique. Le dispositif et les premiers résultats sont présentés et permettent de déduire des premiers effets dominant, la répartition des phases et leurs impacts sur les transferts.

Nomenclature

x	titre massique	<i>Indices et exposants</i>	
h	coefficient d'échange, W.m ⁻² .K ⁻¹	p	paroi
G	vitesse massique, kg.m ⁻² .s ⁻¹	sat	saturation
T	température, K	int	interne
P	pression, Pa		

1. Introduction

De nombreuses études sont effectuées sur la condensation convective depuis des décennies afin de disposer d'outils prédictifs pour le dimensionnement des échangeurs diphasiques. Les domaines d'applications sont majoritairement les climatiseurs et les pompes à chaleur et plus récemment les systèmes de refroidissement spatiaux. Si des corrélations semi empiriques validées sur une large gamme de fluide permettent aujourd'hui de couvrir un grand nombre d'applications, le cadre théorique sur lequel sont construites ces corrélations n'est pas assez large pour être affirmatif sur leur capacité à prédire les performances pour tout type de nouveau fluide. Le renouvellement régulier de ces fluides pour des raisons environnementales oblige ainsi à régulièrement questionner la validité des coefficients d'échanges de ces corrélations par la confrontation à l'expérience. Par ailleurs, la multiplication des systèmes électroniques et micro-électroniques conduit également au développement de systèmes de refroidissement diphasiques peu énergivores ou même totalement autonomes grâce au pompage capillaire. Ces systèmes fonctionnant à basses vitesses massiques, initialement développés pour les applications spatiales, nécessitent également de nouvelles études théoriques et expérimentales car elles quittent la gamme de validité pour laquelle les corrélations précédemment citées ont été construites [1]. Afin d'accroître la fiabilité et le cadre théorique de ces corrélations, différents outils de modélisation sont développés. S'assurer de la validité de ces modèles nécessite des mesures précises sur la distribution des phases et les transferts de chaleur. Malheureusement les mesures de taux de vide et d'épaisseur de film liquide jusqu'alors réalisées se heurtent le plus souvent à des problèmes de précisions spatiales et/ou temporelles ; les films liquides variant dans le temps et dans l'espace très rapidement de quelques microns à quelques centaines de microns. Le banc ici

présenté offre la possibilité de mesurer simultanément les transferts de chaleur et l'épaisseur des films de liquide avec une résolution submicronique à une fréquence de 1000 Hz. Les premiers résultats obtenus permettent de montrer la sensibilité du dispositif et d'ouvrir ainsi vers les nouvelles possibilités qu'offrent ces mesures en termes de compréhension et de validation des mécanismes physiques qui régissent les écoulements et les transferts.

2. Dispositif expérimental

La condensation du HFE7000 est étudiée dans un tube en saphir d'un mètre de long possédant un diamètre interne de 3,4 mm orienté verticalement. L'écoulement est dirigé haut vers le bas. Afin de réaliser un écoulement à débit constant, deux réservoirs thermostatés contenant du HFE7000 en équilibre liquide-vapeur permettent de travailler avec des conditions de pression imposées aux bornes de la section d'essai. Le réservoir amont est réglé à une température d'environ 60 °C et celui de sortie à environ 40 °C ce qui conduit à des pressions respectives d'environ 2,2 bar et de 1,2 bar dans ces réservoirs. Le débit est contrôlé par le réglage d'une micro-vanne placée en amont du tube en saphir (figure 1). Cette micro-vanne concentre ainsi la grande majorité des pertes de charge (environ 1 bar). Le débit dépendant de la différence de pression entre les deux réservoirs, cela permet de conserver un débit constant indépendamment des faibles fluctuations de pression (de l'ordre la centaine de Pa) induites par les instabilités de condensation. Pour éviter la condensation, la conduite transportant la vapeur, du réservoir d'entrée, à l'entrée du tube en saphir est maintenue légèrement surchauffée en amont et en aval de la micro-vanne par deux fils chauffés à température contrôlée enroulés autour de la conduite.

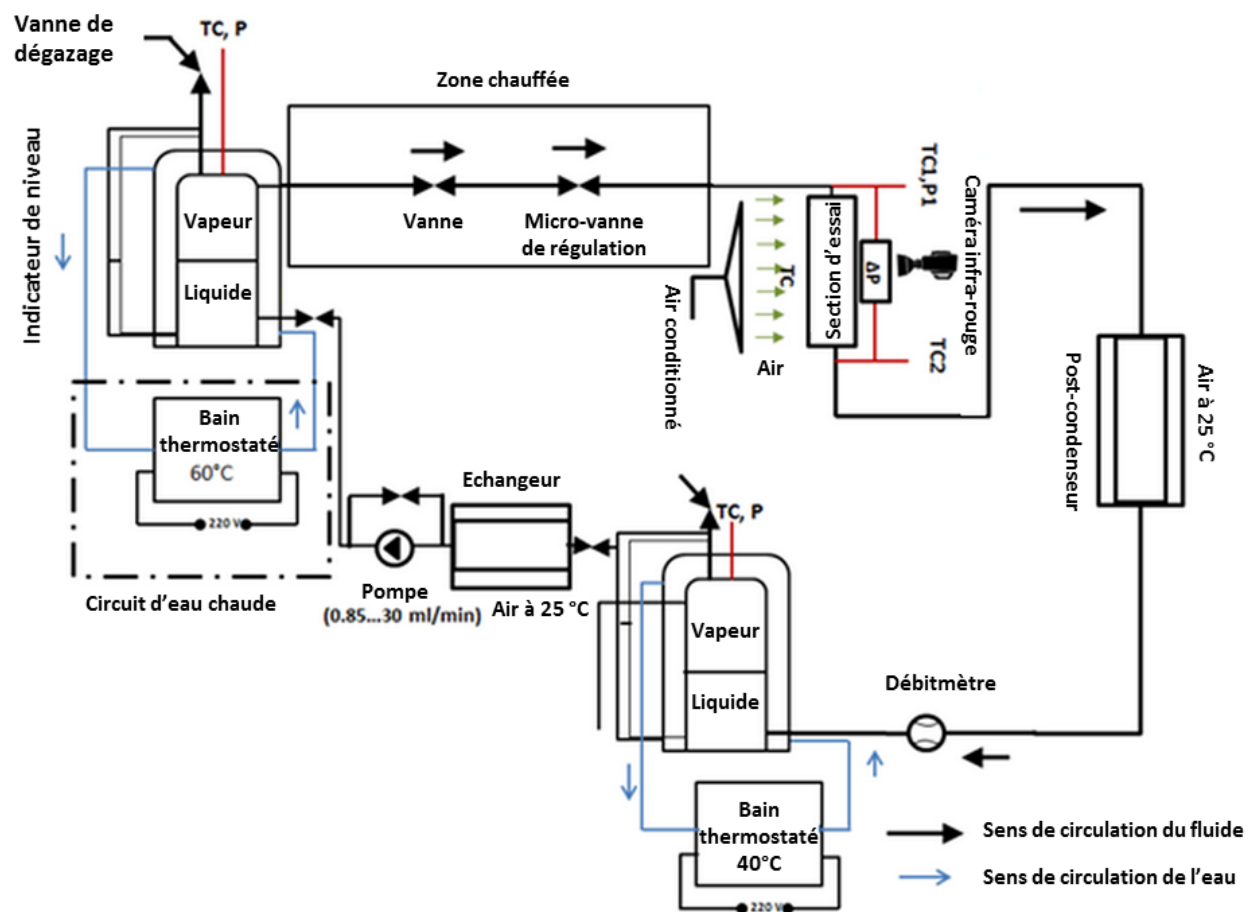


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental (thèse L.Phuong Le Nguyen [2])

Afin de maintenir un niveau de liquide relativement stable dans les deux réservoirs thermostatés, une pompe à engrenage fonctionnant à un débit proche du débit circulant dans la section d'essai permet de remonter le liquide du réservoir de sortie au réservoir d'entrée.

Le tube en saphir, qui reçoit en entrée la vapeur surchauffée de quelques degrés, est refroidi par un flux d'air dirigé perpendiculairement à son axe. Ce flux d'air se répartit uniformément sur toute la longueur du tube (un mètre) et est soufflé à une vitesse d'environ 3,2 m/s. Six thermocouples répartis sur la hauteur du tube sont placés dans le flux d'air en amont du tube à environ un centimètre de sa surface externe afin de mesurer la température de cet air soufflé. Un capteur de pression absolue et un thermocouple déterminent les conditions d'entrée. Un thermocouple, principalement utilisé pour les phases de calibration décrites ci-après, est également placé à la sortie du tube. Afin de déterminer le profil de température de la paroi externe du tube, une caméra infrarouge (FLIR SC6000HS) fonctionnant dans la bande 3 – 5 μm et possédant une sensibilité de 0,018 °C (NETD) mesure le rayonnement d'une ligne de peinture noire d'un millimètre de largeur déposée le long de la paroi externe du tube. Un débitmètre Coriolis placé en sortie du post-condenseur permet de mesurer précisément le débit massique de HFE7000.

3. Calibrations préalables et traitement des données thermiques

Avant de pouvoir déterminer le coefficient d'échange interne de condensation en utilisant la température de la paroi interne du tube, la température de l'interface liquide-vapeur et le flux de chaleur, différents étalonnages doivent être faits.

3.1. Détermination de la température de la paroi externe du tube

Afin d'établir le lien entre le niveau de rayonnement de la peinture mesuré par la caméra IR et la température de cette dernière, différentes précautions ont été prises. Tout d'abord pour s'assurer de limiter le rôle des flux radiatifs parasites, des plaques de plexiglas ont été disposées face au champ de vision de la caméra en arrière-plan du tube et également autour de la caméra pour protéger d'éventuelles réflexions sur le tube. Ces plaques, noires dans l'infrarouge, émettent ainsi un rayonnement homogène à la température ambiante de la pièce et protègent des rayonnements parasites variables qui peuvent être émis ou réfléchis par différents objets ou personnes dans la pièce. Le flux radiatif arrivant sur les capteurs de la caméra provenant de la focalisation sur la peinture noire du tube ne dépend ainsi que de la température de la paroi et de la température ambiante. Pour réaliser l'étalonnage, à température ambiante contrôlée, de l'eau est injectée à grande vitesse dans le tube. Cette procédure permet d'imposer et donc de connaître la température de la paroi du tube. Pour ces expériences la circulation d'air forcée n'est pas activée, ainsi seuls les échanges radiatifs et la convection naturelle entre la paroi extérieure du tube et le milieu ambiant imposent un écart de température entre la paroi externe du tube et la température de l'eau circulant à l'intérieur du tube. Avec un coefficient d'échange interne entre l'eau et la paroi autour de $1 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, un coefficient d'échange externe de l'ordre de $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, une épaisseur de tube de 1,3 mm pour une conductivité du saphir de $30 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, cet écart se limite au maximum à 0,2 °C. Le lien est ainsi fait entre le rayonnement détecté par la caméra et la température de la peinture [2-3] pour une température ambiante donnée. Ces expériences ont été répétées à différentes positions sur l'axe du tube et à différentes températures ambiantes. Les résultats confirment, l'indépendance de la courbe de calibration à la position axiale et la sensibilité de la mesure à la température ambiante qui décale d'une constante ces courbes [2]. Afin de s'affranchir de ce paramètre un point de référence est donc nécessaire. Ainsi avant la mise en route de chaque expérience, lorsque le HFE7000 liquide à l'intérieur du tube est à l'équilibre avec la

température ambiante, le rayonnement de la peinture et la température ambiante sont mesurés pour s'affranchir des modifications du rayonnement ambiant d'une journée à l'autre.

3.2. Détermination du coefficient d'échange externe

La température de la paroi étant maintenant déterminée par la caméra infrarouge, afin de déterminer le coefficient d'échange externe, la convection forcée autour du tube est activée et de l'eau est mise en circulation au sein du tube à des débits permettant un refroidissement significatif (i.e. plusieurs degrés) entre l'entrée et la sortie. Le coefficient d'échange est obtenu en couplant le bilan enthalpique sur l'eau et le flux radial issu des échanges convectifs internes et externes. La corrélation de Shah et London [4] est utilisée pour évaluer l'échange convectif interne. La mesure du profil de température de la paroi du tube par la caméra infrarouge permet ainsi de déterminer l'évolution du coefficient d'échange externe le long du tube [2-3]. Un coefficient d'une valeur moyenne, à 10% près, de $96 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est ici obtenu.

4. Résultats thermiques

Afin de travailler avec un fluide parfaitement pur, un dégazage du fluide est effectué et vérifié pour chaque expérience. Le fluide arrive ainsi totalement vapeur en entrée du tube et surchauffé d'environ $8 \text{ }^\circ\text{C}$ par rapport aux conditions de saturation à la pression déterminée par le capteur de pression absolue ('omega' PXM459 0-2 bar, 0-10 V précision: 0,08 %), d'une précision de 1,6 mbar, situé en entrée du tube. Cette mesure de pression permet de déterminer la température de saturation du fluide avec une précision de $0,04 \text{ }^\circ\text{C}$. La température de l'air soufflé est déterminée par les thermocouples étalonnés à $0,2 \text{ }^\circ\text{C}$. Le déplacement de la caméra par une platine micrométrique motorisée permet d'obtenir par balayage le profil de température sur toute la longueur du tube. La figure 2 présente l'évolution de la température de saturation, de la température de la paroi et de la température moyenne de l'air obtenue pour les différentes positions de mesure choisies.

Après s'être assuré que la conduction longitudinale le long du tube est négligeable, la conservation du flux dans une section droite permet alors de déduire le coefficient d'échange interne (entre T_{sat} et T_p) à partir du coefficient d'échange externe (préalablement déterminé) et des températures de la paroi et de l'air.

Les résultats obtenus pour les différentes vitesses massiques testées sont présentés sur les figures 3 et 4. Conformément à la tendance attendue l'épaississement du film de liquide avec l'augmentation du débit de condensat accroît la résistance thermique entre l'interface et la paroi ce qui provoque une réduction du coefficient d'échange qui passe ainsi d'environ 1400 à $670 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. On note également un faible effet de la vitesse massique sur cette évolution dans la gamme considérée. Ces résultats sont proches de ceux obtenus par Le Nguyen [2] lors de sa thèse sur le même dispositif, même si un accroissement du coefficient d'échange interne avec l'évolution de la vitesse massique plus net aux forts titres a été obtenu lors de ses expériences. Ces écarts sont explicables par la grande sensibilité à la précision de la détermination de l'écart entre la température de saturation et la température de la paroi pour les coefficients d'échange élevés. En effet comme le montre la figure 2, à l'entrée du tube cet écart de température est d'environ $2 \text{ }^\circ\text{C}$. Une erreur de $0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ modifie ainsi de 30 % l'évaluation du coefficient d'échange. Lors de ces mesures effectuées en juin des défauts de performances de la climatisation ont rendu difficile la stabilisation de la température de la pièce et donc du rayonnement ambiant, ce qui a augmenté l'incertitude sur les valeurs de coefficients d'échange élevés. Ainsi même si la tendance observée est bonne, l'absence d'effet apparent de la vitesse massique aux fort titres est à relativiser au regard de cette incertitude.

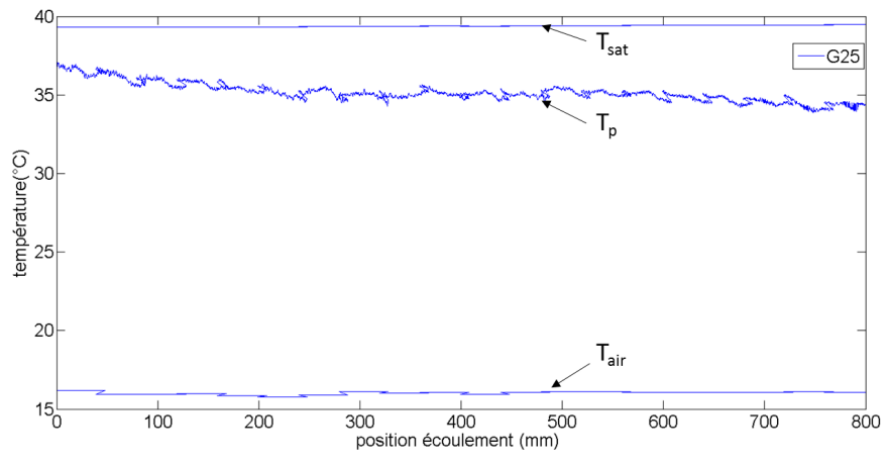


Figure 2 : Evolution de T_{sat} , T_{paroi} , T_{air} le long de l'axe du tube à $G=25 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$

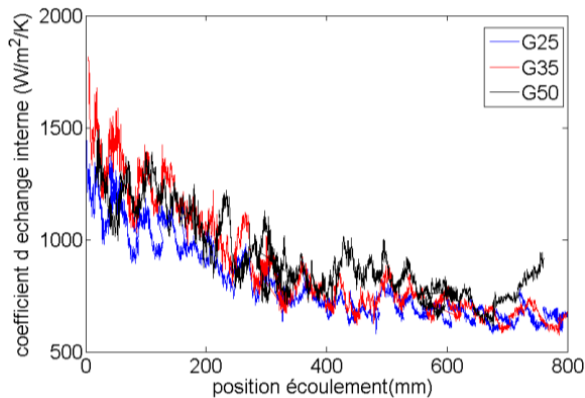


Figure 3 : Evolution du coefficient d'échange interne pour G égal 25, 35 et $50 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$

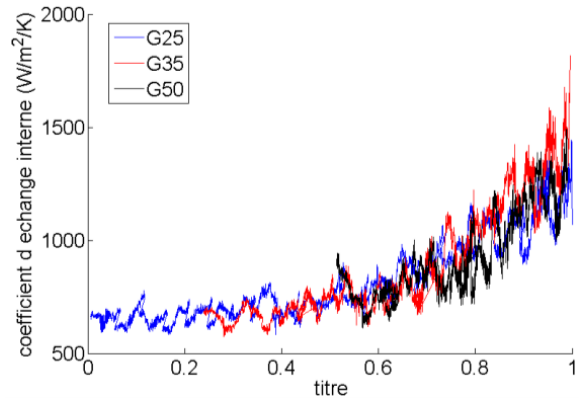


Figure 4 : Evolution du coefficient d'échange interne pour G égal 25, 35 et $50 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$

5. Caractérisation des films liquides et premiers liens aux transferts thermiques

Afin de lever les limitations rencontrées par L. Nguyen [2] avec l'interféromètre optique en lumière blanche en termes de gamme d'épaisseur et de pente d'interface, un capteur confocal chromatique travaillant sur une gamme de mesure de 30 à 300 μm (crayon CL2MG70 de STIL) a été ajouté. Ces instruments sont placés dans le même plan horizontal que la caméra mais à 90° par rapport à cette dernière (soit dans le sillage de l'écoulement d'air). Les deux systèmes fonctionnent à partir de l'analyse spectrale du signal réfléchi par les interfaces de la paroi du tube et de l'écoulement liquide-vapeur (en rétrodiffusion donc) dans la gamme 500 à 700 nm. L'électronique effectuant une partie du traitement du signal est fournie par le groupe STIL et porte le nom de STIL DUO. La lumière blanche incidence est focalisée sur une surface de 9 μm de diamètre pour le confocal chromatique et sur 25 μm pour l'interféromètre en lumière blanche. Afin de corriger la défocalisation de la lumière lors de la traversée de la paroi externe du tube un dépôt de colle possédant le même indice que le saphir a été réalisé sur la surface externe du tube afin de former une bande de surface plane de 3 mm de large sur toute la hauteur du tube. L'analyse spectrale du signal réfléchi par l'interféromètre permet d'obtenir la différence de marche dans le film liquide soit le produit de l'indice par l'épaisseur du film de liquide. La connaissance de l'indice optique permet ainsi de déduire l'épaisseur du

film liquide. Pour le confocal chromatique la distribution spatiale des foyers en fonction de la longueur d'onde subit deux distorsions, une première lors de la traversé du saphir dont l'indice dépend de la longueur d'onde et une seconde lors de la traversée du fluide. La connaissance des longueurs d'ondes réfléchies permet de corriger ces effets. La validité de cette correction est également confirmée par la comparaison des mesures données par les deux instruments. Les deux instruments ne peuvent pas fonctionner simultanément, le choix de l'un ou l'autre des instruments est déterminé par la gamme d'épaisseur à mesurer. L'interféromètre offre une gamme de mesure comprise entre $0,5 \mu\text{m}$ et $90 \mu\text{m}$ avec une précision de 10 nm , le confocal entre 30 et $300 \mu\text{m}$ avec une précision absolue initiale de $0,1 \mu\text{m}$ qui s'accroît à environ $1 \mu\text{m}$ en raison de la distorsion optique et du bruit de mesure lié à l'affaiblissement du signal et l'élargissement du pic produit par la courbure interne du tube. L'acquisition des données est effectuée à 1000 Hz pour les deux appareils et le démarrage est synchronisé avec le démarrage des vidéos de la caméra IR afin de mesurer simultanément les transferts et l'épaisseur du film de liquide. Les moyennes sont réalisées sur $4,5$ secondes.

Les mesures d'épaisseurs effectuées pour les vitesses massiques $25, 35, 50 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ sont présentées sur les figures 5 et 6. Les mesures obtenues pour les vitesses massiques 8 et $16 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ qui n'ont pas pu être présentées dans le paragraphe précédent en raison d'un problème d'enregistrement des conditions de référence (qui permet de gérer l'effet du rayonnement ambiant) sont ici ajoutées en raison de leur pertinence. En effet les coordonnées des figures 5 et 6 sont totalement indépendantes des conditions de référence sur le rayonnement ambiant. Sur la figure 7 le débit de condensat est proportionnel à l'écart de température entre la paroi et l'air ambiant (de l'ordre de $20 \text{ }^\circ\text{C}$) qui est donc peu sensible à une incertitude même de $1 \text{ }^\circ\text{C}$ sur les conditions de référence. Ces courbes permettent d'observer que l'accroissement de la vitesse massique amincit le film de liquide. Sur la figure 5 on peut observer que les courbes à $G = 8$ et $16 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ sont parallèles pour les positions axiales inférieures à 200 mm . Il est fort probable que ce décalage d'abscisse soit produit par un démarrage de la condensation à une abscisse inférieure à celle obtenue pour $G = 16 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, les pertes thermiques pour $G = 8 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ dans la connexion entre le raccord métallique et l'entrée du tube en saphir ayant plus d'impact aux faibles vitesses massique.

Sur la figure 7 l'épaisseur moyenne du film de liquide est représentée en fonction du débit de condensat. Ces données permettent de confirmer qu'à même débit de liquide lorsque la vitesse massique et donc la vitesse vapeur augmente, l'épaisseur du film se réduit. Il est à noter que cette épaisseur ne semble pas évoluer entre 8 et $16 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et ne plus évoluer entre 35 et $50 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. La comparaison de ces données avec la théorie de Nusselt du film ruisselant possédant un cisaillement nul à l'interface liquide-vapeur (pour laquelle l'épaisseur du film de liquide ne dépend que des forces de gravité et de la viscosité du fluide) permet d'observer un très bon accord avec les mesures pour $G = 8$ et $16 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Il semble donc que le cisaillement interfacial ne se manifeste qu'à partir de $G = 25 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour ce fluide.

La figure 6 permet de quantifier les oscillations de ces films liquides. La plage d'oscillation est définie par l'épaisseur maximale moins l'épaisseur minimale, où les épaisseurs minimales et maximales sont définies en utilisant respectivement le premier décile et le neuvième décile de la statistique des épaisseurs. Ainsi à l'exception des 140 premiers millimètres pour $G=8 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et des 175 premiers millimètres pour $G = 16 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour lesquels le film liquide garde une épaisseur constante (d'amplitude nulle), il apparaît que la plage d'oscillations du film de liquide est de l'ordre de l'épaisseur moyenne. Ce qui revient à dire que 80% des épaisseurs mesurées au cours du temps se situent dans la gamme comprise entre $0,5$ fois l'épaisseur moyenne et $1,5$ fois l'épaisseur moyenne. Il est également intéressant de constater que cette amplitude dépend peu de la vitesse massique. Cette

invariance à la position est en fait une invariance au débit de liquide (le débit de liquide étant contrôlé par la convection forcée externe qui est le facteur limitant le flux de chaleur). Il est également intéressant de noter que l'apparition des instabilités hydrodynamiques à $G=16 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les abscisses supérieures à 175 mm ne conduit pas à une divergence entre l'épaisseur moyenne observée et l'épaisseur moyenne calculée sous l'hypothèse d'un film ruisselant d'épaisseur constante. La figure 8 reprend les résultats de la figure 7, la division par le débit total de liquide circulant dans le tube permet de voir qu'à même titre les épaisseurs sont plus minces pour les basses vitesses massiques.

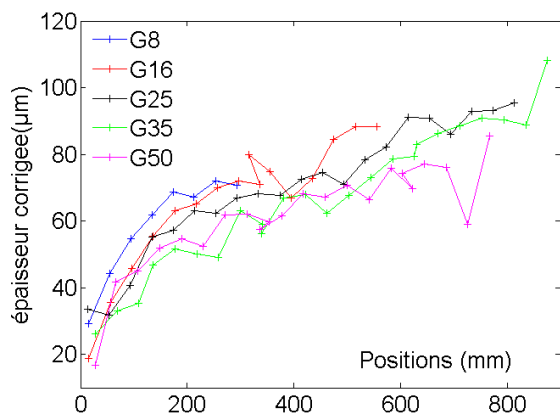


Figure 5 : *Épaisseur en fonction de la position*

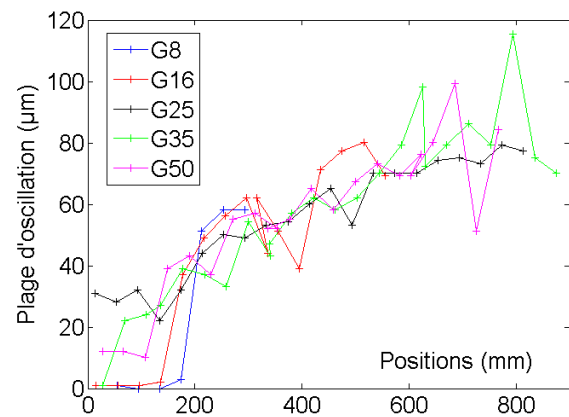


Figure 6 : *Plage d'oscillation des vagues en fonction de la position axiale*

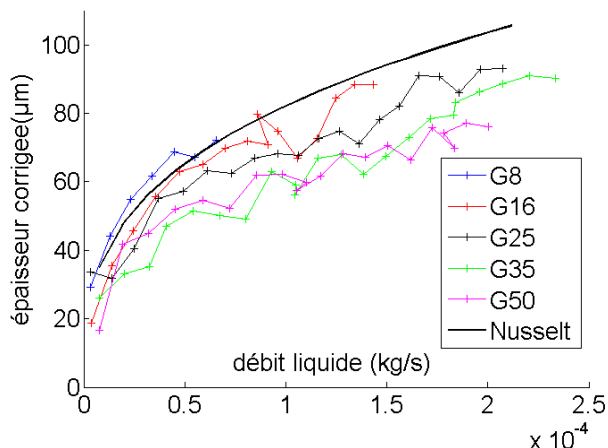


Figure 7 : *Épaisseur moyenne en fonction du débit de liquide*

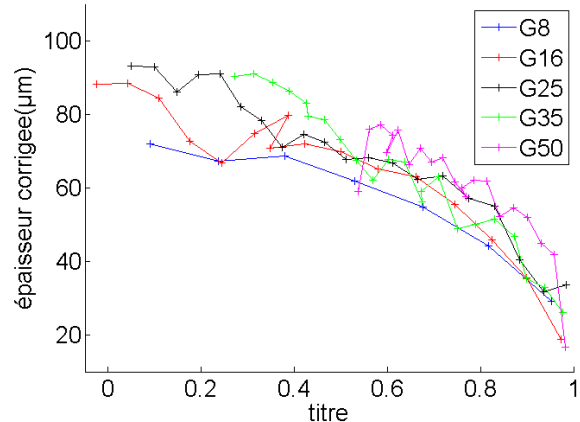


Figure 8 : *Épaisseur moyenne en fonction du titre*

En conclusion, les résultats thermiques ont montré une forte décroissance du coefficient d'échange en fonction de la position qui est finalement bien corrélée à la forte augmentation de l'épaisseur moyenne en fonction de la position axiale. Les mesures d'épaisseurs mettent également en évidence l'instabilité de ces films de liquide dont l'épaisseur évolue rapidement au cours du temps dans une plage dont la largeur est de l'ordre de l'épaisseur moyenne. Il apparaît alors difficile de prédire la conductivité équivalente de ce film oscillant. Afin d'évaluer les premières tendances sur cette conductivité équivalente la figure 9 compare le coefficient d'échange interne mesuré à celui que l'on obtiendrait avec un film liquide purement conducteur dont l'épaisseur serait constante et égale à la valeur moyenne mesurée pour cette expérience. Même s'il est encore trop tôt au regard de la sensibilité aux incertitudes du calcul du coefficient d'échange interne pour effectuer une évaluation quantitative précise

des résultats, il peut toutefois être noté que la décroissance prédite sur l'hypothèse d'un film conducteur possédant l'épaisseur moyenne mesurée suit une tendance similaire en évoluant également d'un facteur 2 sur la gamme considérée.

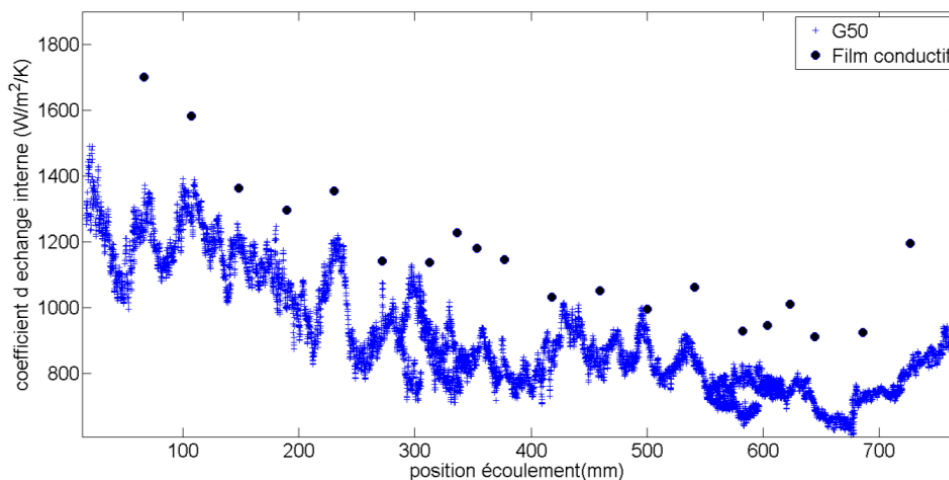


Figure 9 : Comparaison de h_{int} mesuré à l'hypothèse d'un film conducteur à $G = 50 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$

Ainsi si la précision sur la mesure des films répond largement aux précisions nécessaires pour caractériser les films de liquide, une attention particulièrement importante doit être portée sur l'évaluation de la température de saturation et la mesure de la température de paroi en raison du besoin d'estimer avec précision une différence d'environ $2 \text{ }^\circ\text{C}$ pour déterminer les coefficients d'échange interne aux forts titres.

6. Conclusion

La technique développée sur la mesure des épaisseurs de film permet de caractériser avec une grande précision ces écoulements et offre ainsi la possibilité de valider les modèles hydrodynamiques et thermiques. Les épaisseurs moyennes des films de liquide ont pu être mesurées pour différents titres et différentes vitesses massiques. La limite de validité du film ruisselant a pu être quantifiée et une première quantification de l'instabilité de ces films a été obtenue. L'analyse couplée des transferts permet d'effectuer les premières comparaisons même si un effort doit être mené pour réduire l'incertitude sur les transferts notamment aux forts titres et accroître ainsi la précision des mesures.

Références

- [1] Del Col, D., Bortolin, S., Cavallini, A. Matkovic, M., Effect of Cross Sectional Shape during Condensation in a Single Square Minichannel. *Int. J. Heat Mass Transf.* 54, 3909-3920, 2011
- [2] Thèse Lan Phuong Le Nguyen, Effect of gravity on convective condensation at low mass velocity, soutenue le 6 juillet 2017, Université de Toulouse 3.
- [3] Lan Phuong Le Nguyen, Pascal Lavieille, Marc Miscovic, Sébastien Dutour, Etude de la condensation convective dans un tube miniature vertical. *Congrès Français de Thermique (Toulouse) SFT 2016*, 31 mai-3 juin 2016, 77.
- [4] R. K. Shah, A. L. London, Thomas F. Irvine, and James P. Hartnett. *Laminar, Flow Forced convection in Ducts*. Academic Press New York (1978).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'agence spatiale européenne pour le financement de ces recherches dans le cadre du MAP ENCOM3.

Modélisation des transferts de chaleur vers un coulis d'hydrate de gaz en écoulement tri-phasique

Michel PONS^{1*}, Anthony DELAHAYE², Laurence FOURNAISON²

¹ LIMSI, CNRS, Université Paris-Saclay, Rue du Belvédère Bât 507, campus, 91405 Orsay Cedex

² Irstea, GPAN ENERFRI, 1 Rue Pierre-Gilles de Gennes, CS 10030, 92261 Antony Cedex

* (auteur correspondant : michel.pons@limsi.fr)

Résumé - La réfrigération secondaire permet de réduire les émissions de gaz à effet de serre dues aux fuites de frigorigène. Dans ces réseaux de distribution de froid, les échangeurs subissent des transitoires très rapides sur leurs conditions d'entrée, teneur en cristaux ou vitesse d'écoulement. Résoudre l'équation de la chaleur sous sa forme enthalpique stabilise le calcul de ces transitoires grâce à l'absence de discontinuités lors des changements de phase. Même lorsque la fusion des cristaux génère du gaz, ce qui accélère fortement l'écoulement, le modèle résiste très bien à des transitoires très rapides (0,3 s).

Nomenclature (grandeurs autres que les notations usuelles)

A	surface d'échange, m^2	τ	constante de temps de cinétique, s
ΔH	enthalpie de formation d'hydrate, $J.kg^{-1}$	<i>Indices</i>	
u	vitesse, $m.s^{-1}$	0	Etat du coulis sans cristaux
U	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	a	additif
V	volume dans l'échangeur, m^3	c	CO ₂
x	taux massique d'additif dans la solution -	eq	équilibre
Y	fraction massique dans les cristaux, -	g	phase gazeuse
<i>Symboles grecs</i>		l	phase liquide
β	paramètre, $\beta = (\partial T_{eq} / \partial \chi_s)$, K	m	métal de l'échangeur
χ	fraction massique dans l'écoulement -	r	air
σ	concentration de CO ₂ dissout dans l'eau -	s	phase solide
		w	eau

1. Introduction

L'industrie du froid est engagée dans une démarche de réduction de ses émissions de gaz à effet de serre [1], à laquelle la réfrigération secondaire peut contribuer favorablement. La Figure 1 décrit le principe de la réfrigération secondaire : le froid produit par le groupe froid primaire est stocké puis distribué ultérieurement aux utilisateurs via la boucle secondaire contenant un fluide autre que le frigorigène du groupe froid. Ce procédé présente plusieurs avantages, dont la diminution drastique de la quantité de fluide frigorigène du groupe froid (et donc des fuites de ce gaz dont le pouvoir de réchauffement global est très important), et la dissociation des périodes de production et d'utilisation de froid (meilleur dimensionnement du groupe froid, consommation d'électricité en périodes de bas tarif). Par leurs propriétés (chaleur latente élevée [2], bonne pompabilité [3], et possibilité d'adapter la température de changement d'état à l'application visée [4]), les coulis d'hydrates de gaz offrent une possible solution à ces défis. Ils sont donc très étudiés, quant à leur rhéologie [5], leur propriétés de transfert [6], ainsi que leur cinétique de formation ou décomposition [7-9]. Leur capacité de stockage de « froid » fait aussi l'objet d'études actives [10, 11], avec par exemple, la simulation de la mise en régime en 20-30 minutes d'un échangeur refroidi par un coulis d'hydrate de CO₂ [12]. Or, un réseau de distribution de froid met en jeu des dynamiques globales bien plus rapides. La présence d'hydrates de gaz complique encore le problème, l'écoulement étant alors tri-phasique. Ces dynamiques très rapides nécessitent une approche numérique robuste, ce qui permettra à terme

l'étude des bonnes stratégies de contrôle. Le présent article décrit l'approche numérique suivie et sa robustesse face aux sollicitations très rapides.

2. Réseau de distribution de froid par coulis d'hydrates

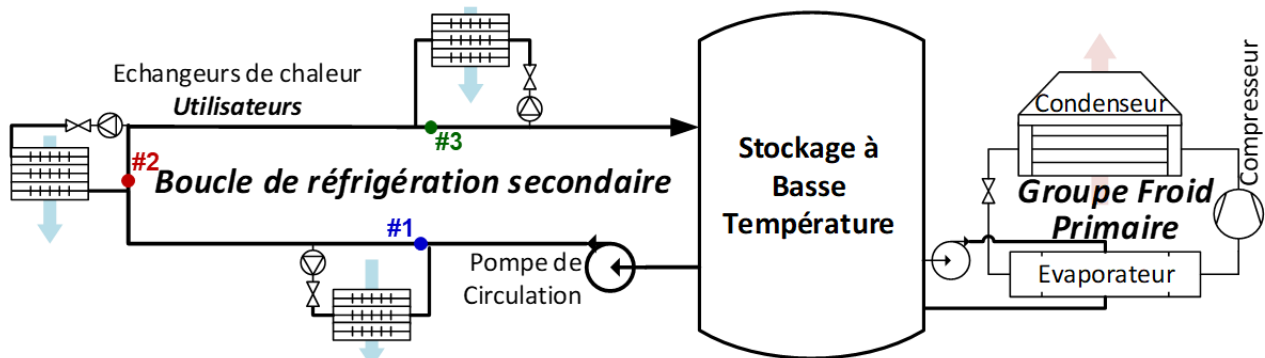


Figure 1 : Principe de la réfrigération secondaire (trois échangeurs 'utilisateurs') avec une boucle de type monotube où le retour de chaque piquage est situé en amont du soutirage.

Le réseau de distribution de froid décrit en Figure 1 correspond aux préconisations du métier [13] : de type monotube, les dérivations vers les 'utilisateurs' sont disposées en série et orientées à contre-courant. Cette disposition évite les débits résiduels lorsque la pompe est à l'arrêt, le ralentissement du coulis dans les portions du réseau situées en parallèle des dérivations, et le risque de bouchage afférent. Dans chaque échangeur 'utilisateur', le coulis reçoit un flux de chaleur qui provoque soit la décomposition de cristaux et dans notre cas la génération de gaz, soit une augmentation de la température. 'L'utilisateur' contrôle son apport de froid et la température de son local, par une régulation marche / arrêt de la pompe circulant le coulis dans son échangeur, ce qui a plusieurs conséquences. Chaque échangeur 'utilisateur' est surdimensionné afin de fournir la charge moyenne mais sur une partie du temps seulement. Lorsqu'une pompe est en marche, du coulis traverse l'échangeur, des cristaux y fondent, et à l'aval de l'échangeur ce coulis rejoint la boucle par une jonction où il se mélange au flux principal (cf. les points #1 à #3 de la Figure 1). C'est le résultat de ce mélange qui revient à l'échangeur, mais aussi qui est transmis à l'utilisateur suivant sur la boucle (ou repart au stock). Lorsque la pompe est arrêtée, le débit dans l'échangeur s'annule et le courant principal passe le piquage sans aucune modification. En parallèle, le coulis stationnant dans l'échangeur continue à recevoir de la chaleur : une fois que les cristaux y sont complètement fondus (décomposés), la température du liquide augmente et se rapproche de la température du local, jusqu'à ce que la régulation remette la pompe en marche. La Figure 2 présente le principe des variations de la teneur massique en cristaux du coulis dans les jonctions #1 à #3 suite à une remise en route simultanée des trois pompes à partir d'un même état 'chaud' des échangeurs de chaleur. Le coulis très réchauffé se mélange avec le courant principal, y diminue très fortement la teneur en cristaux le temps que tout le coulis contenu dans l'échangeur soit passé (cf. la première chute passagère de la fraction solide). Cette chute brutale est advectée très rapidement vers le piquage en aval, repasse dans l'échangeur et revient se mélanger au courant principal, provoquant ainsi une deuxième chute passagère, moins forte que la première évidemment. Ces fluctuations s'amortissent au bout de quelques 'tours'. Mais en parallèle, elles sont advectées vers l'utilisateur suivant, qu'elles atteignent après environ le tiers du temps représenté Figure 2. En se recombinaut avec la recirculation dans ces deux échangeurs de chaleur, elles séparent les courbes pour les jonctions #2 et #3 de celle pour la jonction #1 (qui se stabilise), et génèrent dans les jonctions #2 et #3 une nouvelle série de fluctuations progressivement atténuées. Lorsque les perturbations générées dans la jonction #1 finissent par atteindre la jonction #3 (dernier tiers du temps représenté Figure 2), seule la courbe #3 subit de nouvelles fluctuations.

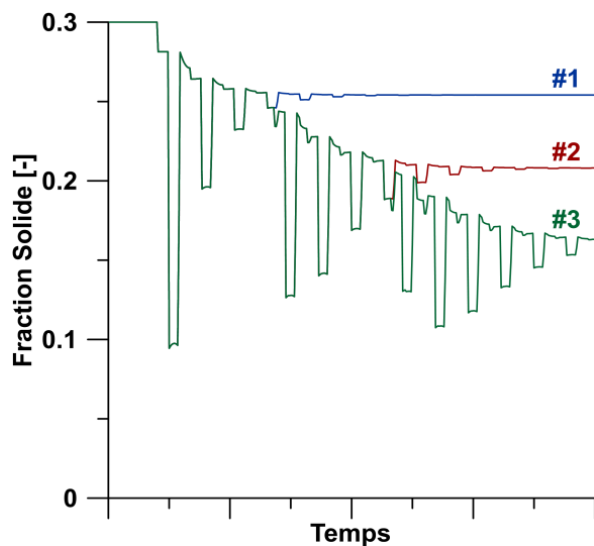


Figure 2 : Schéma de principe des variations de la teneur en cristaux dans les jonctions #1 à #3 de la Figure 1 suite à la mise en marche des pompes.

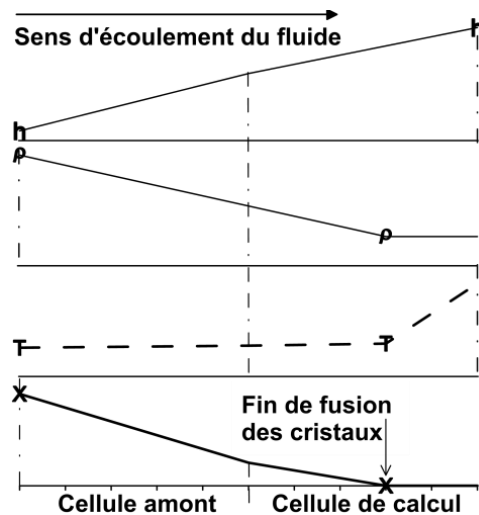


Figure 3 : Profils d'enthalpie (h), densité moyenne (ρ), température (T) et teneur en cristaux (X) dans une cellule de calcul avec front de fin de fusion et dans sa cellule amont.

En parallèle à ces évolutions, un échangeur à l'entrée duquel l'état du coulis est stabilisé (#1 d'abord, puis #2) tend vers un état stationnaire (aux variations de la température du local réfrigéré près). Réciproquement, l'arrêt d'une pompe se traduit par une remontée brusque de la teneur en cristaux dans la jonction concernée, remontée qui est advectée vers les utilisateurs suivants. Pendant ce temps l'échangeur ainsi 'arrêté' suit ses propres lois d'évolution.

La Figure 2 et ce descriptif illustrent l'existence et le transport de transitoires rapides le long du réseau et dans les échangeurs, transitoires liés au contrôle de la puissance extraite aux utilisateurs par le circuit. Chaque échangeur de chaleur subit donc des variations très rapides de ses conditions d'entrée, soit sur la teneur en cristaux, soit sur la vitesse qui peut s'annuler ou reprendre en une fraction de seconde. De telles variations modifient fortement et brutalement les conditions d'échange à l'intérieur de l'échangeur, en particulier par l'apparition (ou la disparition) d'un 'front de fusion', limite entre une zone contenant encore des cristaux et une zone sans cristaux vers l'aval. Ce front de fusion se déplace sans cesse, soit en reculant vers l'entrée de l'échangeur, éventuellement en y disparaissant par fusion de tous les cristaux lors d'un arrêt de la pompe, ou au contraire en avançant (lorsque l'apport de cristaux par le coulis 'frais' dépasse la consommation par l'apport de chaleur), éventuellement jusqu'à la sortie lorsque les cristaux occupent tout l'échangeur.

Dans le but de simuler le fonctionnement du réseau dans son ensemble, et en particulier de déterminer les conditions minimales d'alimentation permettant encore au réseau de coulis d'assurer sa fonction, il est important de pouvoir simuler correctement le comportement des échangeurs soumis à ces fortes variations de conditions d'entrée. Le cas des hydrates de gaz est particulièrement difficile, car aux transferts de chaleur se rajoutent de fortes variations de vitesse provoquées par la décomposition des cristaux quand elle a lieu. Cet article présente le cas du coulis d'hydrate de CO_2 tel que défini par les lois données par [14].

3. Equations pour le coulis

Les équations sont écrites pour le cas le plus général : coulis d'hydrate mixte, typiquement de CO_2 + sel tetra-*n*-butyl phosphonium bromide (TBPB), ce dernier agissant comme un additif stabilisant. Le CO_2 et le TBPB se dissolvent dans l'eau (avec les concentrations σ et x resp.). La décomposition des cristaux libère du gaz (l'écoulement est tri-phasique), et fait varier la

concentration x d'additif dans la solution, dont dépend la température de l'équilibre entre les phases. Il est considéré ici que la pression de la phase gazeuse est uniforme et constante, et qu'il n'y a pas de glissement entre phases (les trois ont la même vitesse u).

3.1. Bilans de masse

L'écoulement met en jeu trois phases (solide s , liquide l et gaz g) et trois matières (eau w , additif a , et CO_2 c) : $\chi_s + \chi_l + \chi_g = \chi_w + \chi_a + \chi_c = 1$. La composition des cristaux est décrite par les fractions Y_\bullet : $Y_w + Y_a + Y_c = 1$. Lorsque les cristaux se décomposent (fondent), l'eau et l'additif qu'ils contiennent s'ajoutent à la phase liquide ainsi qu'une partie de leur CO_2 , le reste du CO_2 devenant gazeux. Le CO_2 et l'additif ne sont dissouts que dans l'eau, leurs fractions en phase liquide sont donc : $\chi_{cl} = \chi_l \cdot \sigma \cdot (1-x) / (1-\sigma \cdot x)$ et $\chi_{sl} = \chi_l \cdot x \cdot (1-\sigma) / (1-\sigma \cdot x)$ respectivement. La concentration de CO_2 σ est fonction de la pression du gaz P et de la température T [15]. Le bilan de masse d'additif entre phases liquide et solide s'écrit : $\chi_{sl} + Y_a \cdot \chi_s = x_0 \cdot \chi_{l0}$, où l'indice 0 représente l'état du mélange sans cristal. Une fois ces bilans posés, les seules équations indépendantes sont celles de continuité et de transport des cristaux :

$$\partial \bar{\rho} / \partial t + \nabla(\bar{\rho} \cdot u) = 0 \quad (1)$$

$$\partial(\bar{\rho} \cdot \chi_s) / \partial t + \nabla(\bar{\rho} \cdot u \cdot \chi_s) = \bar{\rho} \cdot (D\chi_s / Dt) \quad (2)$$

où $\bar{\rho}$ est la densité moyenne de l'écoulement, obtenue en appliquant à ρ^{-1} la combinaison linéaire $\bar{\rho} = \chi_s \cdot \rho_s + \chi_l \cdot \rho_l + \chi_g \cdot \rho_g$ (appliquée aussi à c_p ci-dessous). Les autres fractions massiques s'en déduisent. Le taux de création de cristaux $(D\chi_s / Dt)$ est négatif en présence de cristaux (ils se décomposent par apport de chaleur) mais est nul s'il n'y a plus de cristaux.

3.2. Equilibre et cinétique de décomposition des cristaux

De façon générique, l'équilibre est décrit par une loi donnant la température en fonction de la teneur en additif x et de la pression de gaz P : $T = T_{eq}(x(\chi_s), P)$. La relation $x(\chi_s)$ résultant des bilans de masse permet de réécrire cette loi selon $T = T_{eq}(\chi_s, P)$, ou bien $\chi_s = \chi_{eq}(T, P)$.

Ici le taux $(D\chi_s / Dt)$ est défini par une loi de cinétique impliquant un écart à l'équilibre en termes de compositions $(\chi_{eq} - \chi_s)$, ce qui, via $(\chi_{eq} - \chi_s) = (T - T_{eq}) / \beta$ où $\beta = (\partial T_{eq} / \partial \chi_s)_M$, peut se traduire par un écart en termes de températures. La loi de cinétique retenue est une loi du premier ordre : $(D\chi_s / Dt) = (T - T_{eq}) / (\beta \tau)$ où τ est une constante de temps ; c'est elle qui donne le couplage entre l'équation (2) et l'équation de la chaleur.

3.3. Equation de la chaleur

Le modèle doit pouvoir simuler deux configurations. 1/ Présence de cristaux : la chaleur reçue par le coulis sert principalement à leur décomposition ; l'inconnue principale est χ_s ; la température intervient dans la loi de cinétique mais elle reste proche de la température d'équilibre. 2/ Absence de cristaux : la chaleur reçue par le coulis sert à augmenter sa température, qui devient la seule variable puisque l'on a $\chi_s = 0$ et $(D\chi_s / Dt) = 0$; dans ce cas, la température s'élève notablement au-dessus de la température d'équilibre.

Le modèle doit aussi pouvoir simuler des transitions rapides entre ces deux configurations. La prise en compte du « *front de fusion* », ligne séparant l'espace avec cristaux de celui sans cristaux, devient primordiale. La Figure 3 représente les profils respectifs de χ_s , T , $\bar{\rho}$ et h (l'enthalpie du fluide), le long de la cellule contenant ce front. Les trois premières grandeurs marquent une nette rupture de pente, mais pas l'enthalpie puisque, par définition l'enthalpie intègre aussi bien la décomposition des cristaux que l'augmentation de la température :

$$dh = \bar{c}_p \cdot dT + \Delta H \cdot d\chi_s \quad (3)$$

Son évolution étant quasiment indépendante de la position exacte du front de fusion dans la cellule, le modèle gagne en stabilité à se baser sur l'équation de transport de l'enthalpie :

$$\partial(\bar{\rho} \cdot h) / \partial t + \nabla(\bar{\rho} \cdot u \cdot h) = U \cdot \frac{A}{V} \cdot (T_m - T) \quad (4)$$

où la densité de flux reçue par l'écoulement (membre de droite) est proportionnelle à l'écart de température entre le métal de l'échangeur et le fluide.

3.4. Introduction d'un état référence

Les trois variables χ_s , T , et h , sont réécrites sous la forme : $\bullet = \hat{\bullet} + \bullet'$, où les valeurs de référence ($\hat{\bullet}$) sont constantes, cohérentes (\hat{h} est l'enthalpie correspondant à $\chi_s = \hat{\chi}_s$ et $T = \hat{T}$) et suffisamment proches de la solution pour que l'égalité $h' = \bar{c}_p \cdot T' + \Delta H \cdot \chi_s'$ satisfasse la précision du schéma. La combinaison des équations (2) à (4) avec la loi cinétique conduit à :

$$\frac{\partial[\bar{\rho} \cdot (\hat{\chi}_s + \chi_s')]}{\partial t} + \nabla[\bar{\rho} \cdot u \cdot (\hat{\chi}_s + \chi_s')] = \frac{\bar{\rho}}{\beta \cdot \tau} \cdot [\hat{T} + \frac{h' - \Delta H \cdot \chi_s'}{\bar{c}_p} - T_{eq}(\hat{\chi}_s + \chi_s')] \quad (5)$$

$$\frac{\partial[\bar{\rho} \cdot (\hat{h} + h')]}{\partial t} + \nabla[\bar{\rho} \cdot u \cdot (\hat{h} + h')] = U \cdot \frac{A}{V} \cdot (T_m - \hat{T} - \frac{h' - \Delta H \cdot \chi_s'}{\bar{c}_p}) \quad (6)$$

Ce qui mène aux deux équations suivantes, valides en présence de cristaux :

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \chi_s')}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \cdot u \cdot \chi_s') + \frac{\bar{\rho}}{\tau} \cdot \left(\frac{\Delta H}{\beta \cdot \bar{c}_p} + 1 \right) \cdot \chi_s' - \frac{\bar{\rho}}{\beta \cdot \tau \cdot \bar{c}_p} \cdot h' = \frac{\bar{\rho}}{\beta \cdot \tau} \cdot [\hat{T} - T_{eq}(\hat{\chi}_s)] \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot h')}{\partial t} + \nabla(\bar{\rho} \cdot u \cdot h') + \frac{U \cdot A}{\bar{c}_p \cdot V} \cdot h' - \frac{U \cdot A \cdot \Delta H}{\bar{c}_p \cdot V} \cdot \chi_s' = U \cdot \frac{A}{V} \cdot (T_m - \hat{T}) \quad (8)$$

et à seulement l'équation (8) avec $\chi_s' = 0$ en l'absence de cristaux ($\hat{\chi}_s = 0$).

4. Modèle d'échangeur

L'échangeur modèle est à courants croisés où le coulis est chauffé par un flux d'air entrant à 25°C. Pour l'air et le métal de l'échangeur, les densités et chaleurs spécifiques sont prises constantes et les équations se réduisent à :

$$\frac{\partial T_r}{\partial t} + u_r \cdot \nabla T_r = \frac{U_r}{\rho_r \cdot c_{pr}} \cdot \frac{A_r}{V_r} \cdot (T_m - T_r) \quad (9)$$

$$\frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{U_r}{\rho_m \cdot c_{pm}} \cdot \frac{A_r}{V_m} \cdot (T_r - T_m) + \frac{U}{\rho_m \cdot c_{pm}} \cdot \frac{A}{V_m} \cdot \left(\hat{T} + \frac{h'}{\bar{c}_p} - \frac{\Delta H}{\bar{c}_p} \cdot \chi_s' - T_m \right) \quad (10)$$

où tous les paramètres sont des constantes. Les termes diffusifs sont négligés, car la température du coulis en présence de cristaux, contrainte par l'équilibre solide-liquide (ou solide-gaz), présente une différence de température inférieure à 1 K sur toute la longueur de l'échangeur. Les conditions d'entrée d'air sont données, ainsi que pour le coulis (composition et vitesse, température déduite des lois d'équilibre) lorsque sa vitesse d'entrée n'est pas nulle. Lorsque la vitesse d'entrée du coulis s'annule, des conditions d'adiabaticité sont appliquées. L'adiabaticité est aussi appliquée à la sortie de l'échangeur. Les calculs se font sur un maillage co-localisé, compatible avec la forme conservative des équations. Le schéma numérique est du premier ordre en temps, et l'écriture *upwind* des termes advectifs permet une résolution explicite. Pour chaque cellule, la résolution est itérative entre 1/ la résolution thermique (T_r , T_m , h , χ_s), 2/ le transport du CO₂ total, 3/ l'application des bilans de masse et la détermination de la densité de l'écoulement, et 4/ enfin la résolution de la vitesse via (1). Lorsque le front de *fin de fusion* avance rapidement, ce dernier point nécessite d'évaluer la position de la fin de fusion au sein de la cellule afin de ne pas surévaluer l'augmentation de la masse contenue.

5. Résultats et discussion

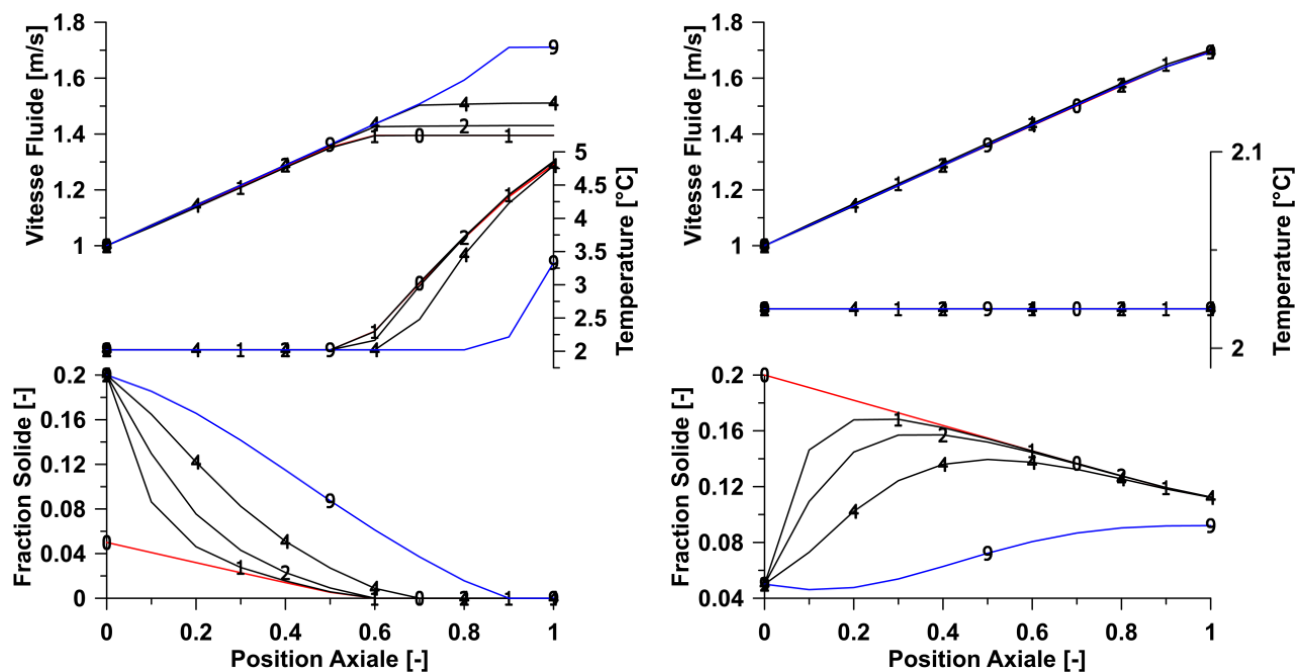


Figure 4 : Profils de vitesse, température et fraction solide χ_s le long de l'échangeur juste après une variation brusque de la fraction solide en entrée (augmentation à gauche, diminution à droite). Codes des courbes : 0 : état initial ; 1 : $t=+0,4$ s ; 2 : $t=+0,8$ s ; 4 : $t=+1,7$ s ; et 9 : $t=+4$ s. Les courbes 0 à gauche montrent les états stationnaires atteints au bout de l'évolution décrite à droite et vice-versa.

Les calculs sont réalisés pour un coulis d'hydrate de CO₂ à 1,5 MPa, soit une température d'équilibre de 2,02°C. Dans ces conditions, la densité du CO₂ gazeux vaut 31 kg/m³, alors que celle des phases condensées est proche de 1000 kg/m³. Les Figures 4 et 5 montrent les évolutions des profils de la fraction χ_s , de la température et de la vitesse du coulis le long de l'échangeur pour les tout premiers pas de temps calculés après des modifications rapides imposées à l'entrée de l'échangeur : augmentation puis diminution de la teneur en cristaux (vitesse d'entrée = 1 m/s) pour la Figure 4, arrêt puis reprise du débit entrant pour la Figure 5.

En régime établi (courbes 0 de ces figures), l'accélération de l'écoulement (+70% sur la vitesse) est due à la présence de CO₂ gazeux généré par la décomposition des cristaux. Lorsque tous les cristaux sont fondus avant la fin de l'échangeur, la vitesse cesse d'augmenter après le

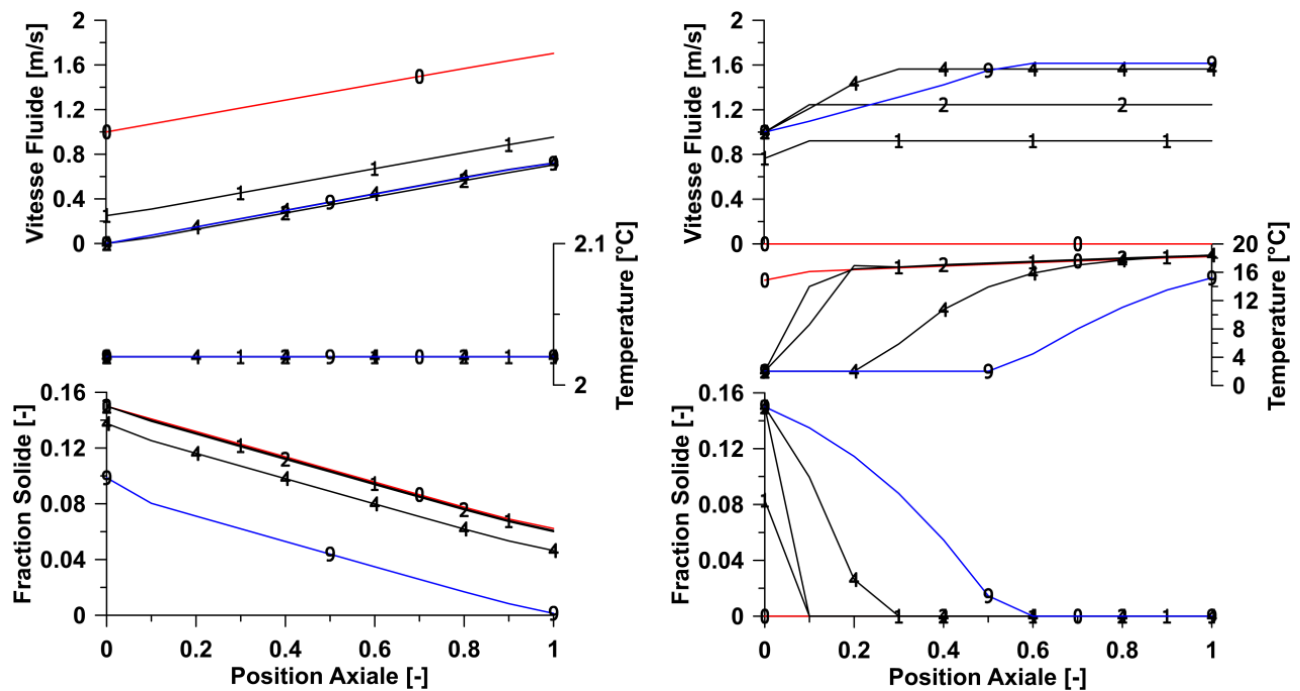


Figure 5 : Profils de vitesse, température et fraction solide χ_s le long de l'échangeur juste après une variation brusque de la vitesse en entrée (arrêt à gauche, reprise à droite).

Codes des courbes : 0 : état initial ; 1 : $t=+0,2$ s ; 2 : $t=+0,3$ s ; 4 : $t=+1,5$ s ; et 9 : $t=+4,8$ s.

Les courbes 0 à gauche montrent les états stationnaires atteints au bout de l'évolution décrite à droite.

point où χ_s s'annule et la température quitte le palier d'équilibre. Ces figures montrent que les calculs restent stables sur les transitoires rapides malgré la discrétisation grossière de l'échangeur (10 mailles seulement). Pour les variations de χ_s (Figure 4), le résultat est très satisfaisant bien que toute la variation s'effectue sur un seul pas de temps (0,3 s). Les variations de vitesse d'entrée sont plus difficiles à résoudre même en les répartissant sur trois pas de temps ($3 \times 0,1$ s). L'annulation de la vitesse est bien rendue (Figure 5 gauche), peut-être parce que la vitesse n'est nulle qu'à l'entrée puisque la décomposition des cristaux encore présents dans l'échangeur génère du gaz qui 'pousse' le coulis en aval, avec une vitesse faible mais non nulle. Le cas avec reprise de l'écoulement est de loin le plus sévère, et les détails montrent que les bilans de masse lorsque le front de fusion avance doivent encore être affinés.

Sans enregistrement de données, le calcul de deux minutes de fonctionnement d'un échangeur passant par ces quatre phases se fait en 1,2 s. Cette rapidité de calculs permet d'envisager l'implantation dans un modèle du réseau entier avec trois utilisateurs. Des scénarios de gestion du réseau pourront alors être testés et comparés en termes d'efficacité énergétique.

6. Conclusion

La formulation enthalpique de l'équation de la chaleur pour simuler des transferts de chaleur vers un écoulement multiphasique permet de construire un modèle robuste face à des variations brutales des conditions d'entrée (concentrations, vitesses). Cette efficacité ouvre la voie à la simulation et l'étude du contrôle de l'ensemble du réseau de distribution de froid en vue d'optimiser l'efficacité énergétique.

Remerciements

Ce travail a été financé par l'ANR (projet *CRISALHYD* ANR-14-CE05-0045) et réalisé dans le cadre du GdR CNRS 2026 *Hydrates De Gaz*.

Références

- [1] A. Mota-Babiloni, J. Navarro-Esbri, A. Barragan-Cervera, F. Moles, B. Peris et G. Verdu, Commercial refrigeration - An overview of current status, *Int J Refrig*, 57 (2015), 186-196.
- [2] P. Zhang et Z. W. Ma, An overview of fundamental studies and applications of phase change material slurries to secondary loop refrigeration and air conditioning systems, *Renew Sust Energ Rev*, 16-7 (2012), 5021-5058.
- [3] J. Oignet, A. Delahaye, J. P. Torre, C. Dicharry, H. M. Hoang, P. Clain, V. Osswald, Z. Youssef et L. Fournaison, Rheological study of CO₂ hydrate slurry in the presence of Sodium Dodecyl Sulfate in a secondary refrigeration loop, *Chem Engng Sci*, 158 (2017), 294-303.
- [4] Z. B. Wang, F. X. Li, T. T. Fan, W. Xiong et B. Yang, Research on the Application of Gas Hydrate in Cool Storage Air Conditioning In: Y. Sun and J. Pei (eds) *9th Int Symp on Heating, Ventilation and Air Conditioning (Procedia Engineering)* Elsevier Science Bv, Amsterdam, pp 1118-1125 (2015)
- [5] S. Jerbi, A. Delahaye, J. Oignet, L. Fournaison et P. Haberschill, Rheological properties of CO₂ hydrate slurry produced in a stirred tank reactor and a secondary refrigeration loop, *Int J Refrig*, 36-4 (2013), 1294-1301.
- [6] D. Yang, L. A. Le, R. J. Martinez, R. P. Currier, D. F. Spencer et G. Deppe, Heat transfer during CO₂ hydrate formation in a continuous flow reactor, *Energy & Fuels*, 22-4 (2008), 2649-2659.
- [7] N. Liu, J. Li et D. P. Liu, Study of CO₂ Hydrate Growth Process Based on Diffusion-Controlled Reaction In: C. S. Zhang (ed) *Materials Science and Information Technology, Pts 1-8 (Advanced Materials Research)* Trans Tech Publications Ltd, Stafa-Zurich, pp 188-194 (2012)
- [8] Z. M. Aman, M. Akhflash, M. L. Johns et E. F. May, Methane Hydrate Bed Formation in a Visual Autoclave: Cold Restart and Reynolds Number Dependence, *Journal of Chemical and Engineering Data*, 60-2 (2015), 409-417.
- [9] M. Golombok, E. Ineke, J. C. R. Luzardo, Y. Y. He et P. Zitha, Resolving CO₂ and methane hydrate formation kinetics, *Environ Chem Lett*, 7-4 (2009), 325-330.
- [10] H. Zhou, I. E. E. de Sera et C. A. I. Ferreira, Modelling and experimental validation of a fluidized bed based CO₂ hydrate cold storage system, *Applied Energy*, 158 (2015), 433-445.
- [11] T. Dufour, H. M. Hoang, J. Oignet, V. Osswald, P. Clain, L. Fournaison et A. Delahaye, Impact of pressure on the dynamic behavior of CO₂ hydrate slurry in a stirred tank reactor applied to cold thermal energy storage, *Applied Energy*, 204 (2017), 641-652.
- [12] T. Dufour, J. Oignet, R. Ben Abdallah, H. M. Hoang, D. Leducq, A. Delahaye, L. Fournaison et M. Pons, Dynamic modelling of secondary refrigeration loop with CO₂ hydrate slurry In: M. Kauffeld (ed) *11th IIR Conference on Phase Change Materials and Slurries for Refrigeration and Air Conditioning*, Int Inst Refrigeration, Paris, pp 181-188 (2016)
- [13] J. La Sala, *Froid indirect pratique - Fluides frigoporteurs liquides*, Tethila Ed. (2009).
- [14] M. Pons, H.-M. Hoang, T. Dufour, A. Delahaye et L. Fournaison, Energy analysis of two-phase secondary refrigeration in steady-state operation, Part 1: global optimization and leading parameter, *Energy*, 161 (2018), 1282-1290.
- [15] L. W. Diamond et N. N. Akinfiev, Solubility of CO₂ in water from -1.5 to 100 degrees C and from 0.1 to 100 MPa: evaluation of literature data and thermodynamic modelling, *Fluid Phase Equilib*, 208-1-2 (2003), 265-290.

Thème 8

Micro et nano thermique

Thermal Properties measurement of a single carbon fiber with three-omega method : experimental, analytical and numerical approach	497
---	-----

Mesure des propriétés thermiques de fibres de carbone par la méthode 3ω

Ketaki MISHRA ^(a) *, Bertrand GARNIER ^(a), Steven LE CORRE ^(a), Nicolas BOYARD ^(a)
Julien AUBRIL ^(a)

^a CNRS, LTeN UMR 6607, Université de Nantes, Rue Christian Pauc, 44306 Nantes Cedex 3, France.

* (auteur correspondant : ketaki.mishra@univ-nantes.fr)

Résumé- La conductivité thermique et la capacité thermique de fibres de carbone à base de polyacrylonitrile (PAN) sont mesurées simultanément en utilisant la méthode 3ω avec une source de courant constante et deux amplificateurs différentiels. En complément du modèle thermique analytique développé par Lu et al. en 2001, un modèle numérique prenant en compte les pertes latérales convectives et radiatives a été mis au point pour d'une part valider le modèle analytique, celui-ci étant obtenu en tronquant certains termes dans le calcul, et d'autre part pour étudier l'effet des pertes thermiques latérales sur les mesures. Les tests ont été réalisés sous vide et à pression atmosphérique avec un fil de chromel de diamètre 12 μm pour valider la méthode et sous vide avec deux différentes fibres de carbone de type PAN de diamètre inférieur à 8 μm .

Nomenclature

ω	fréquence angulaire, Hz	R_0	résistance électrique à T_0 , Ω
ρ	masse volumique, kg m^{-3}	α_e	coefficient de température de la résistance électrique, K^{-1}
C_p	capacité thermique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	$V_{3\omega rms}$	moyenne quadratique de la tension à la fréquence 3ω , V
T	température, K	S	section du fil ou de la fibre, m^2
T_0	température initiale, K	γ	constante de temps thermique, s
t	temps, s	h	coefficient d'échange, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
x	variable d'espace, m	ϵ	émissivité
L	longueur du fil ou de la fibre, m	σ	constante de Stefan Boltzmann, $\text{W m}^2 \text{K}^{-1}$
k	conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	D	diamètre du fil ou de la fibre, m
I	courant électrique, A	Q	puissance volumique générée, W m^{-3}
I_0	amplitude du courant électrique, A		
I_{rms}	moyenne quadratique du courant, A		
R	résistance électrique, Ω		

1. Introduction

Avec les progrès dans le développement de nouveaux matériaux, les composites sont de plus en plus utilisés et la connaissance de leurs propriétés thermiques effectives sont souvent requises lors des études thermiques des dispositifs dans lesquels ils sont installés. Les modèles prédictifs de propriétés thermiques effectives nécessitent la connaissance des propriétés des constituants tels que des fibres dans les matériaux fibreux. Dans la littérature, il existe peu de méthodes pour mesurer les propriétés de tels constituants. On peut citer la calorimétrie AC [1], la méthode de la sonde de type T [2], la technique de relaxation thermique avec chauffage impulsif par laser [3] ou la méthode 3ω [4,5].

La plupart des techniques permettent, au cours d'une expérience, l'estimation d'une seule propriété telle que la conductivité thermique, la capacité thermique ou la diffusivité thermique. La méthode 3ω est très intéressante car avec celle-ci on peut mesurer simultanément les propriétés thermiques (conductivité et capacité thermique volumique) et on peut facilement les réaliser sur une large gamme de température. C'est cette méthode que nous avons retenue pour nos travaux. Le principe de base de la méthode 3ω est le chauffage par effet Joule de

l'échantillon (fil ou fibre dans notre cas) à l'aide d'un courant alternatif de fréquence ω , ce qui induit des fluctuations de température à 2ω et entraîne des fluctuations de la tension électrique de l'élément chauffant à la fois à 1ω et 3ω . La tension 3ω contient les informations sur les propriétés thermiques et pour l'isoler, la contribution à la fréquence 1ω est éliminée par l'usage d'un pont de Wheatstone [4] ou d'un circuit d'équilibrage à l'aide d'amplificateurs différentiels [5].

Pour estimer les propriétés thermiques, il faut disposer d'un modèle thermique adapté. Nous avons retenu le modèle analytique de Lu [4] qui prédit la moyenne quadratique de la tension électrique $V_{3\omega \text{ rms}}$ en fonction de la conductivité thermique et d'une constante de temps thermique contenant la capacité thermique volumique.

Dans notre travail, en complément du modèle analytique proposé par Lu [4], nous avons développé un modèle thermique numérique qui permet de tenir compte des pertes thermiques latérales. Une analyse de sensibilité de la tension mesurée par rapport à la conductivité thermique et à la capacité thermique a permis de montrer l'importance du choix de faibles longueurs de fibre pour des mesures à des fréquences pas trop faibles, typiquement dans la gamme 1- 100 Hz. Une série d'expériences a été réalisée permettant la mesure de la conductivité thermique et la capacité thermique volumique pour un fil de chromel (pour valider la méthode) et deux différentes fibres de carbone de type PAN. Finalement l'effet des résistances thermiques de contact entre échantillon et supports en cuivre a été mis en évidence.

2. Modèle Analytique

Le modèle analytique développé par Lu [4] a été utilisé, pour décrire les transferts thermiques monodimensionnels suivant l'axe de la fibre, celle-ci étant placée entre deux électrodes en cuivre permettant ainsi d'imposer une température aux extrémités de la fibre (Figure 1). Lors des mesures 3ω , un courant électrique alternatif $I_0 \sin(\omega t)$ de fréquence ω est appliqué dans l'échantillon de résistance électrique R et de longueur L .

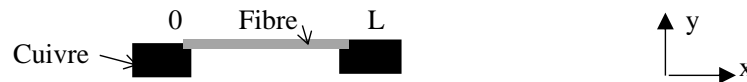


Figure 1: Principe du dispositif de mesure des propriétés thermiques de fibre de carbone

L'équation aux dérivées partielles permettant de décrire les transferts thermiques est la suivante:

$$\rho C_p \frac{\partial}{\partial t} T(x, t) - k \frac{\partial^2}{\partial x^2} T(x, t) = I_0^2 \sin^2 \omega t [R_0 (1 + \alpha_e (T(x, t) - T_0))] \quad (1)$$

avec les conditions aux limites et initiale:

$$T(0, t) = T_0, T(L, t) = T_0, T(x, 0) = T_0 \quad (2)$$

En régime périodique, la solution analytique approchée développée par Lu [4] permet de relier le signal mesuré $V_{3\omega \text{ rms}}$ aux grandeurs recherchées à savoir la conductivité thermique k et la capacité thermique volumique ρC_p :

$$V_{3\omega \text{ rms}} \approx - \frac{4I_{rms}^3 LR_0 R'}{\pi^4 k S \sqrt{1 + (2\omega\gamma)^2}} \text{ avec } \gamma = \frac{\rho C_p L^2}{\pi^2 k}, R' = R_0 \alpha_e \quad (3)$$

Cette solution a été obtenue en négligeant un certain nombre de termes, ceci étant possible si la condition suivante est remplie :

$$\delta_0 = \frac{I_0^2 R_0 \alpha_e L}{\pi^2 k S} \ll 1 \quad (4)$$

Dans le travail de Lu [4], les pertes convectives latérales ne sont pas prises en compte car les essais sont réalisés sous vide. Pour négliger les pertes radiatives, Lu [4] a suggéré que le

flux thermique par conduction suivant l'axe de la fibre est bien supérieur au flux thermique correspondant aux pertes radiatives et propose le critère suivant pour négliger celui-ci :

$$\delta_1 = \frac{16\epsilon\sigma T_0^3 L^2}{\pi^2 k D} \ll 1 \quad (5)$$

Lors des essais, on vérifiera que ces deux critères (Eq. 4 et 5) sont respectés.

3. Modèle Numérique

Afin de vérifier le modèle analytique et d'étudier l'effet des pertes thermiques latérales nous avons développé un modèle thermique numérique. Les transferts thermiques suivant l'axe des fibres en présence d'un courant alternatif peuvent être décrits par l'équation 1D aux dérivées partielles suivante avec $\Delta T(x, t) = T(x, t) - T_0$

$$\frac{\rho c_p}{k} \frac{\partial}{\partial t} \Delta T(x, t) - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Delta T(x, t) + m^2 (\Delta T(x, t)) = \frac{Q}{k} \quad \text{avec } m^2 = \frac{4h}{kD} \quad (6)$$

En régime périodique établi, cette équation peut être résolue en utilisant la notion de température complexe, c'est-à-dire en considérant : $\Delta T = \text{Réel}(\tilde{T} e^{j2\omega t})$ et $Q = \text{Réel}(\tilde{Q} e^{j2\omega t})$ où \tilde{Q} et \tilde{T} sont des grandeurs complexes. L'Eq. (6) devient alors en régime périodique :

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2} = -\frac{\tilde{Q}}{k} + \left(\frac{j2\omega \rho c_p}{k} + m^2 \right) \tilde{T} \quad (7)$$

et les conditions aux limites de l'Eq. (2) :

$$\tilde{T} = 0 \rightarrow x = 0, \quad \tilde{T} = 0 \rightarrow x = L \quad (8)$$

Un maillage 1D représentatif de l'échantillon a été généré (500 nœuds) et une approche par différence finie centrée a été utilisée pour résoudre le système d'équations (7) et (8). Après avoir calculé les températures ($\tilde{T}_2, \tilde{T}_3 \dots \tilde{T}_{N-1}$) aux différents nœuds, on peut en déduire la température moyenne \tilde{T}_{av} suivant l'axe de la fibre. En prenant son module (\tilde{T}_{av} est une grandeur complexe), on peut la relier facilement à la tension électrique aux bornes de la fibre contenant la contribution de l'élévation de température :

$$V_{3\omega rms} = I_{rms} R_0 \alpha_e |\tilde{T}_{av}| \quad (9)$$

Les pertes convectives pendant les mesures à pression atmosphérique sont prises en compte par la présence du coefficient de transfert de chaleur dans le terme 'm' dans l'Eq.7.

4. Comparaison entre modèles analytiques et numériques

La comparaison entre les modèles analytiques et numériques (avec $m=0$) a été réalisée en calculant les tensions $V_{3\omega rms}$ avec un fil de chromel de diamètre 13 μm et une fibre de carbone de diamètre 7 μm , tous les deux ayant une longueur de 1.5 mm. Les valeurs des propriétés thermiques sont issues de la littérature ou du fabricant de fibres (Tableaux 3 et 4). La comparaison entre modèles analytique et numérique (avec $m=0$) montre un bon accord avec une différence toujours inférieure à 1.6% de la valeur maximale de $V_{3\omega rms}$, la différence étant maximale à basse fréquence ($f < 0,1$ Hz, Figure 2). Les résultats sont similaires dans le cas des fibres de carbone.

L'influence des pertes convectives sur $V_{3\omega rms}$ a été observée en introduisant une valeur du coefficient d'échange h issue d'une corrélation valable pour de la convection naturelle autour d'un cylindre horizontal avec un échauffement de 1°C [6]. On peut voir sur la Figure 2 que le transfert de chaleur par convection conduit à une chute significative de la valeur de $V_{3\omega rms}$. Si on utilise alors le modèle analytique -ne tenant donc pas compte des pertes convectives-, dans

le cas du fil de chromel, la conductivité thermique estimée augmente de 390% et la capacité thermique volumique est réduite à hauteur de 8%. Dans le cas des fibres de carbone, les biais sont encore plus importants (augmentation de la conductivité thermique d'un facteur 13), ceci étant dû à la plus faible conductivité des fibres de carbone et à leurs diamètres moindres induisant un coefficient d'échange plus élevé.

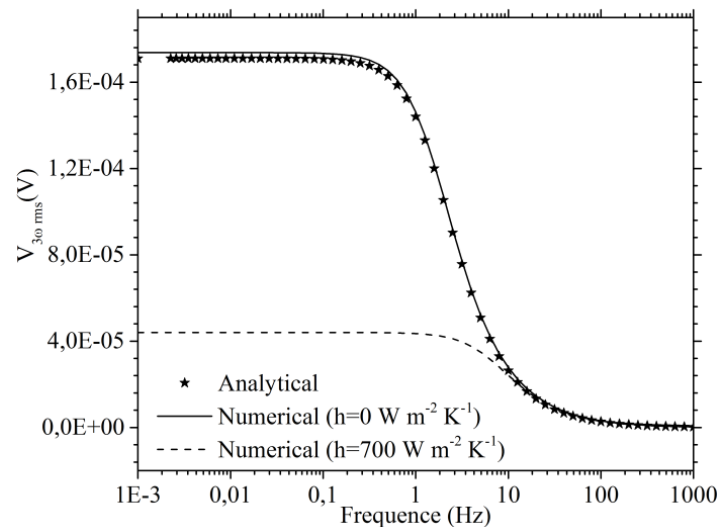


Figure 2: Comparaison entre modèles numérique et analytique et effet des pertes convectives (fil de chromel de diamètre 13,6 μm)

Echantillon	$h(\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1})$	$k(\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1})$	$\rho C_p(\text{MJ m}^{-3}\text{K}^{-1})$
fil de chromel	0	17	3.8
	700*	66	3.48
fibre de carbone	0	10	1.3
	1300*	133	1.14

Tableau 1: Conductivité thermique et capacité thermique estimées avec et sans pertes par convection (* : h calculé à l'aide d'une corrélation valable pour de la convection naturelle autour d'un cylindre horizontal [6])

Compte tenu des biais très importants sur les grandeurs mesurées dus aux échanges convectifs, nous avons réalisé les essais sous vide secondaire avec une pression de 10^{-6} mbar.

5. Analyse de sensibilité

Lors de la mise au point de dispositifs de caractérisation thermique de matériaux, il est très utile de réaliser une analyse de la sensibilité de la grandeur mesurée aux paramètres recherchés. Elle permet en outre de trouver l'ensemble des conditions expérimentales qui vont permettre de maximiser les coefficients de sensibilité et donc assurer une plus grande précision des mesures. Dans notre cas les coefficients de sensibilité de la tension $V_{3\omega rms}$ ont été étudiés en fonction de la fréquence et de la longueur des fibres. Comme ils dépendent fortement de la longueur des fibres, on a choisi de les considérer en grandeur réduite. Ils sont alors définis par :

$$X^*_\beta = \beta \frac{\partial V_{3\omega rms}}{\max(V_{3\omega rms}) \partial \beta}, \text{ avec } \beta = k, \rho C_p \quad (10)$$

La Figure 3(a) montre que les coefficients de sensibilité réduits de $V_{3\omega rms}$ à la conductivité thermique k sont maximums à basse fréquence et chutent fortement en augmentant la fréquence. Pour la capacité calorifique volumique ρC_p (Figure 3(b)), les résultats sont différents : les coefficients de sensibilité sont minimums à basse et haute fréquences et maximums à des

fréquences intermédiaires. Ainsi si on souhaite rester dans une gamme de fréquence 1- 100 Hz, il s'avère que la longueur de l'échantillon doit rester inférieure à environ 1,5 mm.

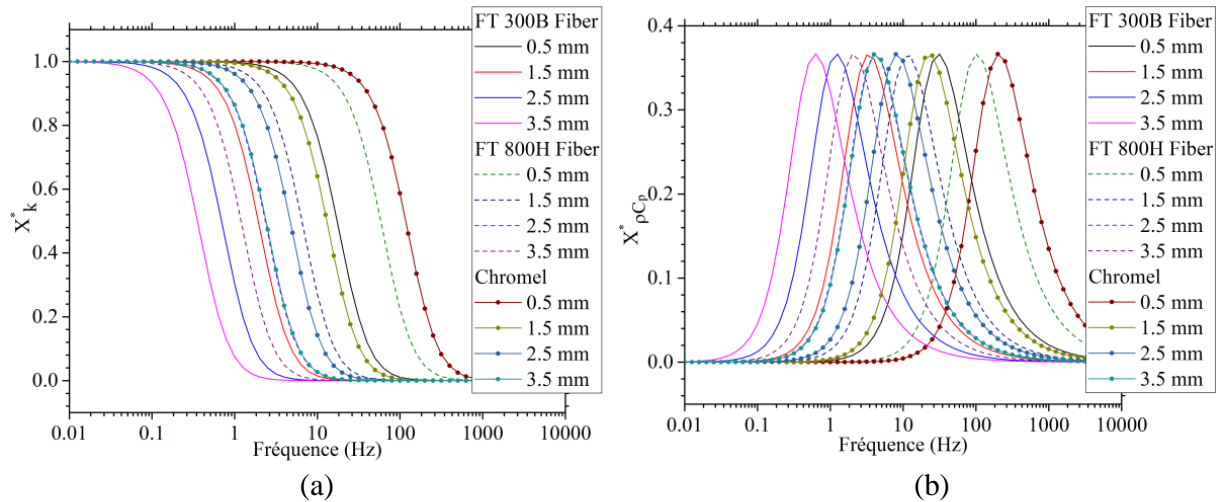


Figure 3: Analyse de la sensibilité de la tension $V_{3\omega rms}$ à (a) la conductivité thermique et (b) la capacité calorifique volumique en fonction de la longueur de fibre et de la fréquence

6. Montage expérimental et échantillons

Comme les résistances électriques des fibres de carbone utilisées sont assez élevées (environ 500Ω pour une longueur de 1,5 mm), un montage avec amplificateurs différentiels – Figure 4(a) - a été préféré à un montage de type pont de Wheatstone. Le courant à la fréquence 1ω est imposé par une source de courant Keithley 6221. Deux amplificateurs différentiels AD624 ont été utilisés pour la détection du signal de tension dans l'échantillon de résistance électrique (R) et dans la résistance variable (R_V) aux points d'entrée A et B. Un amplificateur lock-in Ametek 7265 est utilisé pour régler R_V afin d'ôter la contribution du signal $V_{1\omega}$ et par la suite pour la détection de la tension $V_{3\omega}$.

Les échantillons analysés sont un fil de chromel -destiné à valider la méthode- et deux fibres de carbone de type PAN fournis par Toray Industries notées FT300B et FT800H. Lors des mesures, l'échantillon est placé sur les électrodes en cuivre, le contact électrique étant réalisé en utilisant de la laque d'argent (Figure 4 (b)). Un microscope électronique à balayage et une caméra haute résolution ont été utilisés pour obtenir une mesure précise respectivement du diamètre (Figure 4 (c)) et de la longueur des fibres. Le Tableau 2 présente la longueur des échantillons utilisés. Lors des mesures, le porte-échantillon avec la fibre est placé soit à pression atmosphérique, soit dans une enceinte avec un vide secondaire (10^{-6} mbar) équipée de passages électriques, les mesures étant réalisées à température ambiante.

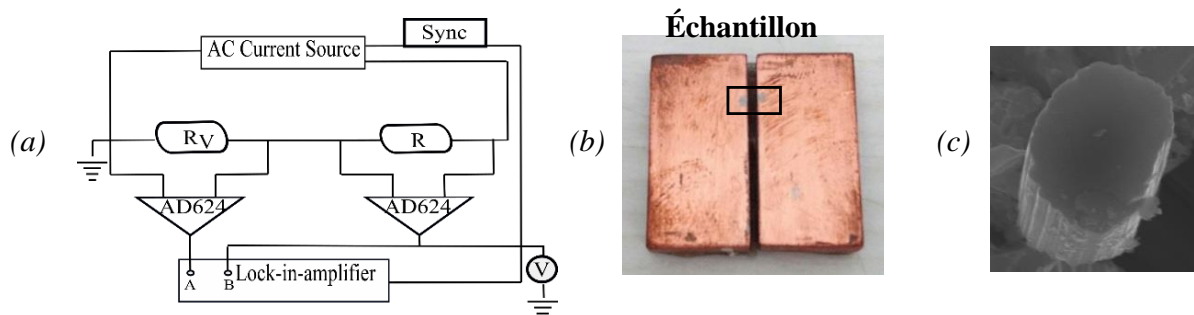


Figure 4: (a) Installation électrique pour le dispositif de mesure 3ω (b) Porte-échantillon avec fibre (c) Coupe transversale de la fibre de carbone PAN (FT300B) obtenue par MEB

Type de fibre	Diamètre (μm)	Longueur (mm)
FT300B	échantillon 1	6.95-7.23
	échantillon 2	6.69-7.01
	échantillon 3	7.32-7.61
	échantillon 4	6.99-7.62
FT800H	5.45-5.79	1.56
Chromel	13.62	1.64

Tableau 2: Dimensions des échantillons

7. Résultats expérimentaux

La validation de la méthode et du dispositif mis au point a été réalisée en analysant un fil de chromel de diamètre 13,6 μm et de propriétés thermiques connus. La Figure 5 montre les tensions mesurées –sous vide et à pression atmosphérique- et calculées à l’aide du modèle analytique. Le Tableau 3 présente les estimations de k et ρC_p en fonction des essais réalisés.

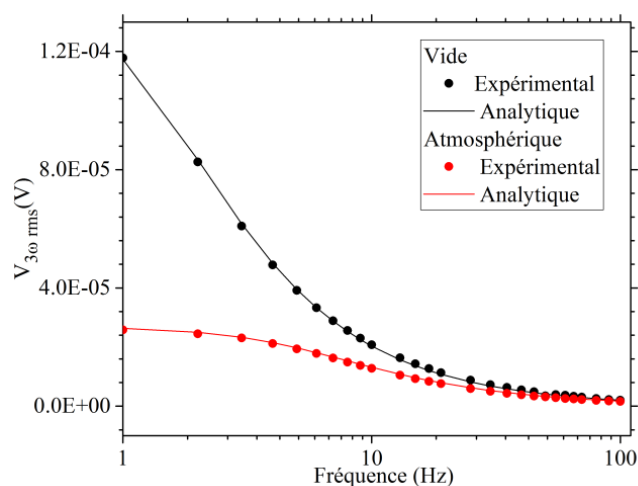


Figure 5: Mesures pour fil de chromel sous vide et à pression atmosphérique

Il apparaît qu’avec l’essai sous vide et le modèle analytique, on retrouve bien les valeurs de k et de ρC_p de la littérature, ce qui valide notre méthode et dispositif de mesure. Par ailleurs on peut constater qu’avec des mesures à pression atmosphérique et en ne tenant pas compte des pertes dans les modèles, la valeur de k estimée augmente d’un facteur 3,9 d’où la nécessité de mesures sous vide. Bien évidemment l’écart est moindre lorsque l’on tient compte des échanges convectifs dans le modèle thermique. Dans ce cas, on obtient une fourchette de valeur 18,5-25,8 $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ car le coefficient d’échange h est assez difficile à prédire. En effet, pour une élévation de température de 0,1 à 2K et en se basant sur des corrélations adaptées à notre étude et présentées par Churchill et Chu [6] et Morgan [11], la valeur de h varie entre 450 et 740 $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. En outre, il convient de noter que les corrélations ont été établies en régime permanent et non en régime périodique.

Propriétés thermiques	Essais	Modèle analytique	Modèle numérique	Litt.[7, 8]
k ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	Vide	18.15	18.27	
	Atmosphérique	70.15	18.51-25.82 *	17.3
ρC_p ($\text{MJ m}^{-3}\text{K}^{-1}$)	Vide	3.68	3.81	
	Atmosphérique	3.62	3.81-3.83 *	3.85

Tableau 3: Propriétés thermiques mesurées pour le fil de chromel

De même, deux fibres de carbone de type PAN ont été analysées comme le montre la Figure 6. Les estimations de conductivité thermique et de capacité calorifique de ces fibres réalisées à l'aide du modèle analytique sont présentées dans le Tableau 4 et sont comparées aux données fournies par le fabricant de fibres (Toray Industries).

Les expériences réalisées à pression atmosphérique ne sont pas utilisables dans le cas de fibres de carbone car le coefficient d'échange h est difficile à prédire. Bien que le modèle numérique puisse être utilisé pour l'estimation du coefficient d'échange ainsi que de la conductivité thermique et de la capacité thermique pour une expérience réalisée dans des conditions atmosphériques, il a été observé que la conductivité thermique et le coefficient d'échange sont des paramètres fortement corrélés, rendant impossible l'estimation simultanée de k , ρC_p et h .

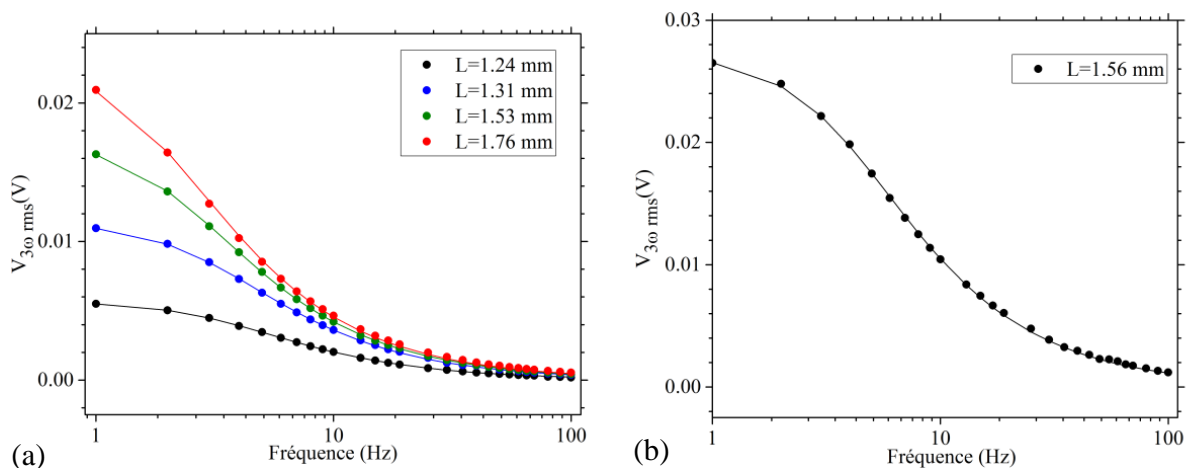


Figure 6: Mesures sous vide avec des fibres de carbone (a) FT300B et (b) FT800H

Propriétés thermiques	FT300B				Littérature [9]	FT800H	Littérature [10]
	échant. 1	échant. 2	échant. 3	échant. 4	Fiche technique		Fiche technique
$k(\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1})$	10.11	10.03	10.17	10.28	10.47	34.88	35.13
$\rho C_p(\text{MJ m}^{-3}\text{K}^{-1})$	1.35	1.38	1.37	1.37	1.39	1.37	1.36

Tableau 4: Estimation des propriétés thermiques des fibres de carbone FT300B et FT800H

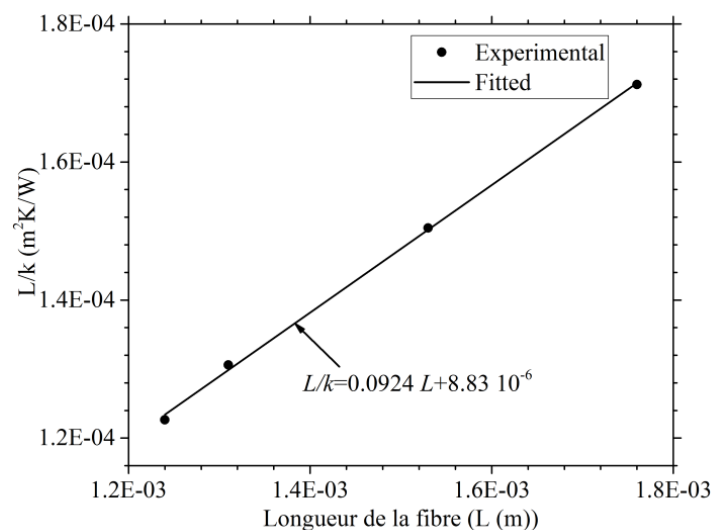


Figure 7: Résistance thermique en fonction de la longueur des fibres de carbone FT300B

L'estimation de la résistance thermique de contact a été réalisée à partir des conductivités thermiques correspondant à plusieurs longueurs de fibre FT300B. La Figure 7 montre l'augmentation de la résistance thermique L/k avec la longueur de fibre FT300B. L'ordonnée à l'origine de ce graphique donne la résistance thermique de contact, c'est à dire lorsque $L=0$. On obtient une valeur de la somme des deux résistances thermiques de contact à chaque extrémité des fibres égale à $8,83 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{KW}^{-1}$. Elle représente 7% de la valeur de la résistance thermique intrinsèque des fibres de carbone ($\sim 10^{-4} \text{ m}^2\text{KW}^{-1}$). En se basant sur la pente de la régression linéaire de L/k vs L (Figure 7), on obtient la valeur corrigée de la conductivité thermique de la fibre de carbone FT300B qui est égale à $10,82 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

8. Conclusions

Dans ce travail, on a mis en évidence l'importance de réaliser les essais sous vide. Dans le cas contraire, les mesures de conductivité thermique de fibre de carbone sont très biaisées (augmentation d'un facteur 3,9), la capacité thermique volumique n'étant pas affectée par les pertes convectives. Par ailleurs un modèle thermique numérique a permis de valider le modèle analytique développé par Lu [4]. De plus, une analyse de sensibilité des tensions électriques à la conductivité thermique et à la capacité thermique a permis de montrer qu'il fallait utiliser des longueurs d'échantillons inférieures à 1,5mm afin de rester dans une gamme de fréquence de 1 - 100 Hz. Que ce soit pour le fil de chromel ou les deux fibres de carbone, les mesures réalisées sous vide ont permis d'obtenir des valeurs très proches de valeurs issues de la littérature ou du fabricant. On a pu estimer la valeur de la somme des deux résistances thermiques de contact fibre/électrodes en cuivre présentes à chaque extrémité des fibres. Elle a pu être quantifiée et en ôtant sa contribution, on obtient une légère augmentation (7%) de la conductivité thermique intrinsèque des fibres.

Références

- [1] T. Yamane, S.I. Katayama, M. Todoki, I. Hatta, Thermal diffusivity measurement of single fibers by an AC calorimetric method, *J. Appl. Phys.* 80 (1996) 4358–4365.
- [2] J.L. Wang, M. Gu, X. Zhang, Y. Song, Thermal conductivity measurement of an individual fibre using a T type probe method, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 42 (2009).
- [3] C. Pradere, J.C. Batsale, J.M. Goyhénèche, R. Pailler, S. Dilhaire, Thermal properties of carbon fibers at very high temperature, *Carbon N. Y.* 47 (2009) 737–743.
- [4] L. Lu, W. Yi, D.L. Zhang, 3ω method for specific heat and thermal conductivity measurements, *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001) 2996–3003.
- [5] Z.L. Wang, D.W. Tang, W.G. Zhang, Simultaneous measurements of the thermal conductivity, thermal capacity and thermal diffusivity of an individual carbon fibre, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 40 (2007) 4686–4690.
- [6] S.K.S. Boetcher, Natural convection transfer from vertical cylinders, *SpringerBriefs Appl. Sci. Technol.* (2014) 23–42.
- [7] B. Sundqvist, Thermal diffusivity and thermal conductivity of Chromel, Alumel, and Constantan in the range 100–450 K, *J. Appl. Phys.* 72 (1992) 539–545.
- [8] Omega Engineering, Physical Properties of Thermolement Materials, (2005).
- [9] D. Sheet, Torayca T300 Data Sheet. Online <http://www.toraycfa.com/pdfs/T300DataSheet.pdf>.
- [10] D. Sheet, Torayca T800 Data Sheet. Online https://www.toraycma.com/file_viewer.php?id=4463.
- [11] V. Morgan, The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders, *Adv Heat Transf* 11(1975) 199–264.

Remerciements: Les auteurs remercient J. Delmas pour les discussions et la qualité de ses réalisations

Thème 9

Hautes températures et hauts flux

Modélisation et étude de la sensibilité d'un dispositif expérimental (PRESTO) de mesure aux temps très courts de la puissance résiduelle d'un combustible nucléaire irradié	507
---	-----

Modeling and sensitivity study of an experimental device for a decay heat measurement performed on an irradiated nuclear fuel sample in the very short cooling time range: the PRESTO experiment

Francesco MURATORI^{1,2*}, Frédéric NGUYEN¹, Christian GONNIER¹, Christophe LE NILIOT², Romain ESCHBACH¹

¹CEA, DEN, Cadarache, DER, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France.

²Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France.

*(Corresponding author: francesco.muratori@cea.fr)

Abstract – Decay heat is the thermal power released by radioactive decays of unstable isotopes after the nuclear reactor shutdown, and delayed fission reactions. Its knowledge over the cooling time allows a correct design of the nuclear reactor safety procedures as well as the reactor operation and the nuclear fuel cycle. To do this, design codes must be validated through the comparison with experimental measurements. This comparison allows nuclear industries to reduce the uncertainties on safety margins on the calculated decay heat value and to optimize processes. In this paper, we performed a first feasibility study of a decay heat measurement performed on an UO₂ irradiated fuel sample between 1 and 40 minutes of cooling time. Our results show that the measurements could be sensitive to the decay heat 1 minute after the beginning of the cooling time.

Nomenclature

τ	cooling time (s)	l	linear
r	radius (m)	m	massive
P_r	decay heat (W)	f	fuel
T	temperature (°C)	c	clad
\dot{m}	mass flux, (kg.s ⁻¹)	w	water
h	thermal exchange coefficient (W.m ⁻² K ⁻¹)	JHR	Jules Horowitz Reactor
k	thermal conductivity (W.m ⁻¹ K ⁻¹)	PWR	Pressurized Water Reactor
Bi	Biot number	PRESTO	Power Estimation for Short Time Optimization
SCRAM	Reactor shutdown	MERCI	Mesure de l’Energie Résiduelle d’un Combustible Irradié
<i>Greek symbols</i>			
Φ	thermal integrated flux (W)		
<i>Index and exponent</i>			

1. Introduction

Decay heat is the thermal power released by radioactive decays of unstable isotopes after the nuclear reactor shutdown, and delayed fission reactions. Generally, radioactive decay is released in the form of beta (electrons) and gamma (photons) radiations; the formers are entirely absorbed in the nuclear fuel, whereas the latter both in the fuel and outside. If we consider an atomic inventory composed by N species, decay heat time-dependent value is calculated as the summation of the decay heat released by each specie [1]:

$$P_r(\tau) = \sum_{i=1}^N E_i A_i(\tau) \quad (1)$$

where E_i [J] and A_i [s⁻¹] stand respectively for the energy released and the activity, *i.e.* the number of decays per second of the i -th specie. Decay heat increases with the fuel burn-up

until saturation levels of fission products concentrations are reached, and its contributors change according to the cooling time [2]; as it is shown in [1], they correspond to delayed fissions and fission products in the first minute of cooling time, fission products between one hundred seconds and twenty years and heavy nuclides in the very long term.

Decay heat to reactor power ratio trend for a UO_2 pressurized water reactor (PWR), having reached saturation levels of fission products concentrations, is reported in [2]; here the ratio value starts from around the 6% of the nominal power at the reactor shutdown, decreases almost exponentially and reaches the 0.1% after one year of cooling time. Now, let's consider for instance a $3000\text{MW}_{\text{th}}$ PWR; starting from these data, we can affirm that at $\tau = 1$ year the decay heat order of magnitude is still the MW. As a result, we can point out that the decay heat constitutes a key parameter for the nuclear fuel cycle design, namely: the sequence of treatments and operations performed on the nuclear fuel after the reactor shutdown (*e.g.* transport, reprocessing...), and the safety measures conception (*e.g.* dimensioning of the systems of protection, unloading of the core...).

Thus, decay heat measurements, in different cooling time intervals, need to be performed for validating the design numerical codes. Nowadays, the CEA's package DARWIN2.3 is qualified in PWR conditions of irradiation with two integral decay heat measurements: the MERCI experience [3] and the Clab laboratory's experiments [4]; before, others qualifications were performed concerning the decay heat produced by fissile materials elementary fission events [5]. The validations cover cooling time intervals going from 40 minutes to 40 days, for the MERCI experience, and from 12 years to 25 years, for the CLAB's experiments. The lack of a validation in the very short cooling time (and the associating uncertainty), namely the first 40 minutes of cooling time, constrains the nuclear industries to take large margins on the calculated decay heat value in this range of time. Consequently, several issues in nuclear reactor safety occur with respect to thermal and radioactivity aspects (*e.g.* delays for core unloading, delays for the action of the operators, core cooling dimensioning in case of a Loss Of Coolant Accident, LOCA).

The design of a decay heat measurement in the very short cooling times of a fuel sample irradiated in a PWR is under investigation at CEA for the qualification of the package DARWIN2.3: the PRESTO experiment (*Power Estimation for Short Time Optimization*). This paper presents some preliminary feasibility results.

2. The PRESTO experiment

The PRESTO experiment is designed to estimate the decay heat released by a UOx fuel sample, with a confidence interval of 99% for a representative PWR fuel burn-up, between 1 and 40 minutes of cooling time. Due to the very short time range the experiment must be performed in the reactor vicinity, which leads to many perturbations on measured values due to the reactor core decay heat. As a consequence, a feasibility study of the experiment has to be performed.

2.1. The Jules Horowitz Reactor (JHR)

The reactor for the irradiation must have the following features: a representative PWR neutron spectrum, the possibility to start measurement at 1 minute of cooling time and the possibility of installing instrumentations such as thermocouples. Since it's not possible to realize the measurement in a commercial PWR, we look for a research reactor; by looking to those available at CEA. As the OSIRIS reactor [6] stopped in 2015, the Jules Horowitz reactor [7] (JHR), under construction in the site of Cadarache, was chosen. This reactor is devoted to the study of materials and fuel behavior under irradiation as well as to medical

isotopes production. Figure 1 shows the experiment positions in the JHR core and reflector;

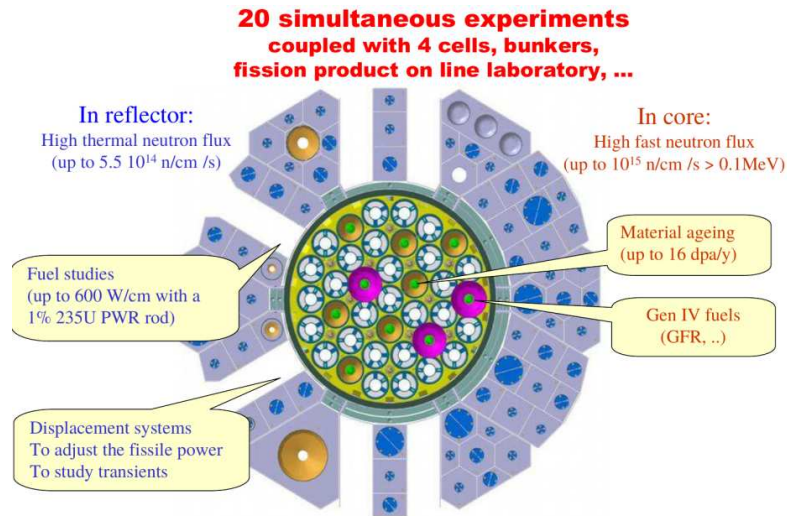


Figure 1: *The Jules Horowitz reactor core and reflector.*

according to them it's possible to perform irradiations with different neutrons spectrums and rates of displacement per atom. The PRESTO experiment is designed to take place in the JHR reflector; the distance from the reactor core allows to master the irradiation power and is regulated with a displacement system.

2.2. The experiment development

The experiment is foreseen in a sequence of three phases: the irradiation, the stop of the irradiation and the measurement. Figure 2 shows the sequence of phases above mentioned; here we have the reactor core in grey and the experimental device in blue. The device contains the fuel sample and is cooled with a water flow passing through it; as it is shown in figure 3.

At first, the experimental device is placed at a distance d from the reactor core for the irradiation phase. When the desired fuel burn-up is achieved, the stop of the irradiation occurs by carrying out the reactor shutdown (SCRAM), the cooling phase starts, and the experimental device is moved back to preserve it from perturbations coming from the reactor core. In this phase, it is important to remove thermal inertia stored in the device during the irradiation to prepare the measurement. At 1 minute of cooling time the device measurement configuration is set up: the water in canals is removed and replaced with a gas (adiabatic conditions), and the measurement phase starts.

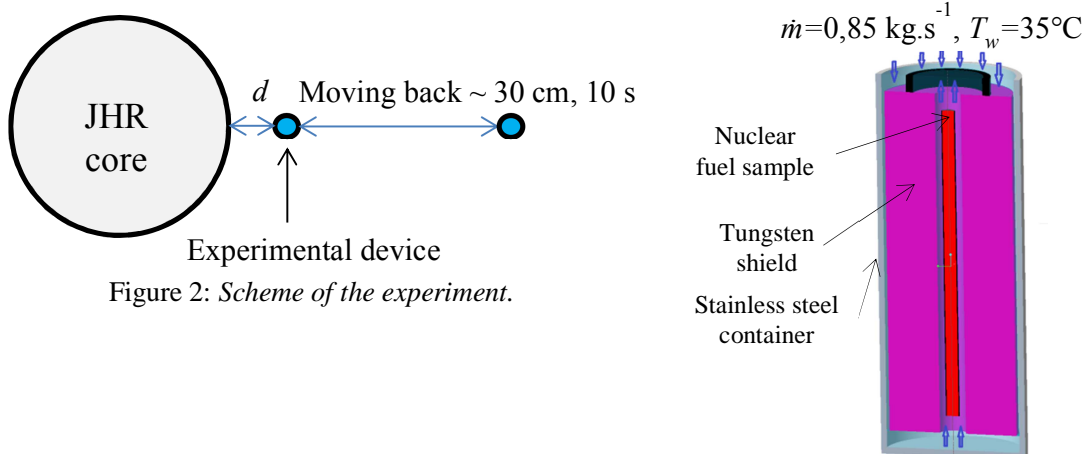


Figure 3: *A 3D section of the device in the irradiation configuration.*

2.3. The experimental device

The experimental device scheme in the measurement configuration is reported in figure 4. The geometry is the cylindrical one, the height and the diameter are respectively around 40 and 10 cm. Decay heat power, released by the fuel sample, is deposited in the fuel itself and the surrounding environment; particularly, the tungsten shield has been designed to collect decay heat fraction leaving the fuel sample. The measurement principle consists in quantifying decay heat through the structures enthalpy instantaneous variation. In this way, the estimation parameter is the temperature temporal derivative of each structure; particularly we refer to the fuel sample and the tungsten shield. To do this, thermocouples have been

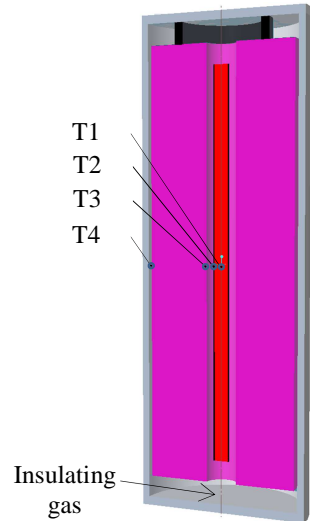


Figure 4: A 3D section of the device in the measurement configuration and thermocouples positions.

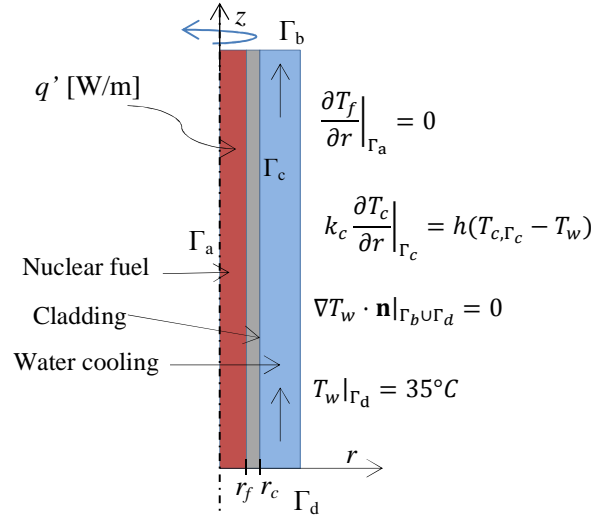


Figure 5: Reference system for the heat transfer model validation.

located in the experimental device, as it is shown in figure 4, to measure temperature evolutions. For simplifying the device physics and thus its thermal modeling, heat transfers among structures must be limited. For this reason, an insulating gas is injected in the device chamber (see figure 4).

3. The heat transfer numerical code

A numerical code was created, by using the Scilab tool, for studying the feasibility of the PRESTO experiment. This models the device through the cylindrical coordinates, by considering an azimuthal symmetry along the z axis (see figure 5), and solves the unsteady energy balance equations by using the finite volume method (FVM) and the explicit time scheme [8]. Finally, the numerical scheme was validated through the comparison with a stationary analytical case and the mesh convergence has been studied.

3.1. The Analytical validation and mesh convergence

The scheme of figure 5 was used for developing the heat transfer numerical code; here we have the fuel rod, composed by the fuel sample of radius r_f and the cladding of radius r_c , and an axial turbulent water cooling flow. A lineic power source q' is placed in the nuclear fuel and boundary conditions are imposed on the z axis (Γ_a), at the interface with the water flow (Γ_c) and at the inlet (Γ_b) and outlet (Γ_d) surfaces of the water canal. Considering spatially only the radial dimension and constant values for the physical properties, the analytical solution in fuel and clad takes the following form [9]:

$$\begin{cases} T_f(r) = T_f(0) - \frac{q'}{4\pi k_f} \left(\frac{r}{r_f}\right)^2 & 0 \leq r \leq r_f, \\ T_c(r) = T_c(r_c) + \frac{q'}{2\pi k_c} \ln\left(\frac{r_c}{r}\right) & r_f < r \leq r_c \end{cases} \quad (2)$$

where T_f and T_c are the temperature fields in the fuel and the clad respectively. Now, to obtain a more accurate solution with FVM, clad temperature at Γ_c needs to be determined, as required in the convective flux definition [10]. By considering one volume of clad facing the water flow and having nodal temperature equal to $T_{c,n}$, through the boundary condition at Γ_c we can set up a relation to find the clad surface temperature T_{c,Γ_c} (see eq. (3a)). Thus, by replacing the clad surface temperature approximation obtained in the convective flux definition, we found for convective flux the expression (3b).

$$k_c \frac{T_{c,n} - T_{c,\Gamma_c}}{\Delta r} = h(T_{c,\Gamma_c} - T_w) \quad (3a) \quad \phi = \frac{h}{1 + Bi} (T_{c,n} - T_w), \quad Bi = \frac{h\Delta r}{k_c} \quad (3b)$$

In equations (3a) and (3b) h represents the heat exchange coefficient, T_w the water temperature. The Biot number, Bi , is calculated by considering the radial distance Δr between the considered computational node and the boundary interface. A relative error formula was used to evaluate the gap between the analytical and the numerical solutions: the error E_r , which assumes the following expression:

$$E_r = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (f_a(r_i) - f_{n,i})^2}{N}} \quad (4)$$

where f_a and f_n are respectively the analytical and the numerical solutions and N the computational nodes number. The resulting relative error E_r is reported in figure 7 as a

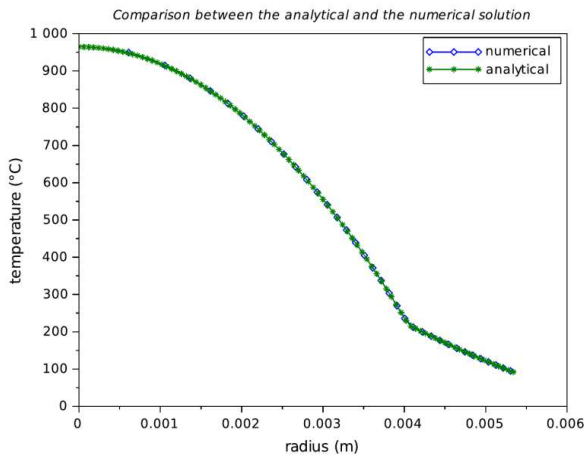


Figure 6: Analytical validation.

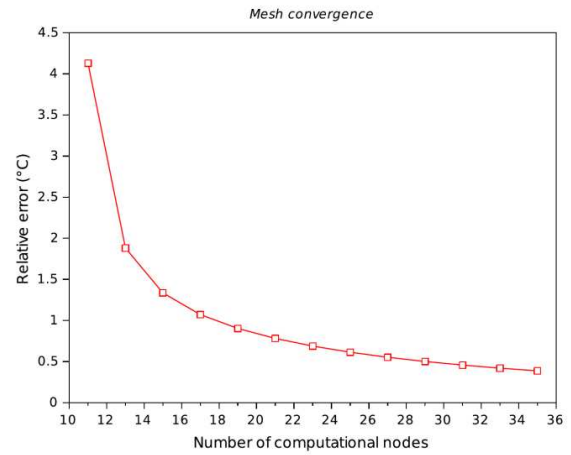


Figure 7: Mesh convergence.

function of the computational nodes number. Here we see that when increasing the computational nodes number the corresponding value of E_r approaches zero. Thus, the analytical profile (2) constitutes the limit of the obtained numerical solution (see figure 6). As a result, the numerical scheme satisfies both the analytical validation and the mesh convergence criteria.

4. Thermal study of the PRESTO experiment

Through the numerical code presented above, in this paragraph we want to simulate the PRESTO experiment for understanding its principal operational constraints. To do this, we observe the temperature evolutions of the four thermocouples shown in figure 4; they are located at the fuel center, at the external surface of the clad and at the internal and the external surfaces of the tungsten shield.

Power sources estimation

Power sources in the fuel and the structures were estimated thanks to the feedback of the SRJH (CEA's division in charge of JHR design). The heat source terms are the fission power q' , the fuel sample decay heat $P_{r,l,f}$ and the reactor core decay heat $P_{r,m,JHR}$. Each of them was approximated as a piecewise constant function depending on the experimental phase; the table 1 reports their numerical values.

Phases	q' [kW/m]	$P_{r,l,f}$ [kW/m]	$P_{r,m,JHR}$ [kW/kg]
Irradiation, $\dot{m} = 0.85$ kg/s, $\tau = 0$ s	32.7	2.3	3
Cooling, $\dot{m} = 0.85$ kg/s, $0 < \tau < 1$ min	0.013	1.05	0.1
Measurement, $\dot{m} = 0$, $\tau > 1$ min	0.013	1.05	0.1

Table 1: Power sources values.

At cooling time $\tau = 0$ we see that the fuel decay heat is around the 6.5% of the irradiation power ($q' + P_{r,l,f}$): 2.3 kW/m with respect to 35.0 kW/m. As it is shown in [3], 65% of this power is released in the fuel sample itself and the remaining part outside; in the present case the decay heat part leaving the fuel sample was considered as totally absorbed in the tungsten shield. In the cooling phase ($0 < \tau < 1$ min) and the first minute of measurement ($1 \text{ min} < \tau < 2$ min) $P_{r,l,f}$ has been approximated at the 3% of total power. Reactor core decay heat, representing the system perturbation, was taken into account in all the components of the device. Its value is around 5% of the fission power during the irradiation phase and, in the calculations, it was divided by a factor 2 for taking into account the non azimuthal symmetry of the irradiation.

4.1. The irradiation phase

As we said in paragraph 2.2, the experiment starts with the irradiation phase. Our results show that the designed cooling (figure 4) is sufficient to reach the steady state without having fusion events in the device. As a consequence, fuel irradiation can be performed to achieve the desired fuel burn-up.

4.2. The cooling phase

At the end of the irradiation, the cooling phase takes place for removing the thermal inertia stored. Our results, reported in figures 8 and 9, show that a new steady state is reached in 30 s after the beginning of the cooling time (τ). As a result, from an operational point of view we can start measurement at $\tau = 1$ min.

4.3. The measurement phase

The measurement phase simulation has been performed between 1 and 2 minutes of cooling time. Figure 10 reports thermocouples temperature evolutions. By considering a

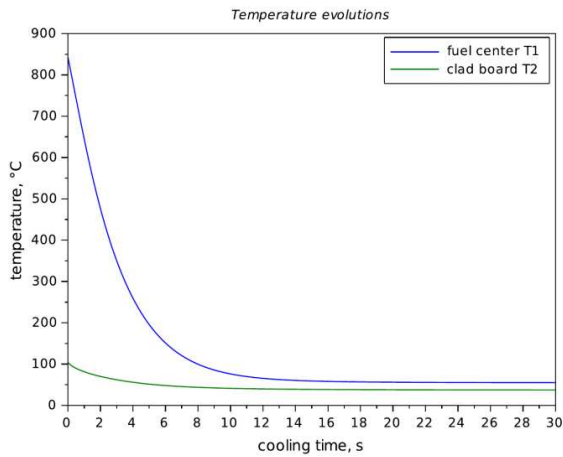


Figure 8: Temperature evolutions of T1 and T2 in the cooling phase.

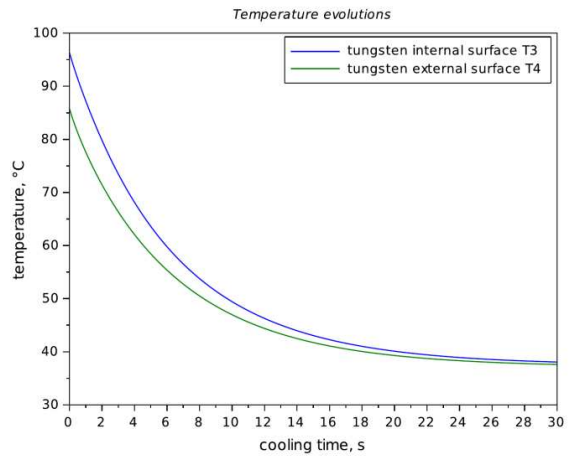


Figure 9: Temperature evolutions of T3 and T4 in the cooling phase.

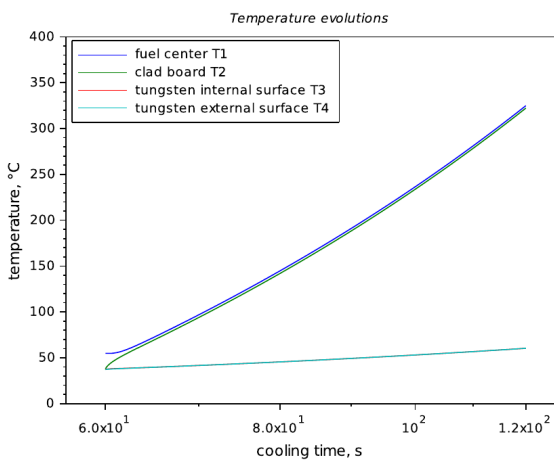


Figure 10: Thermocouples temperature evolutions during the measurement phase.

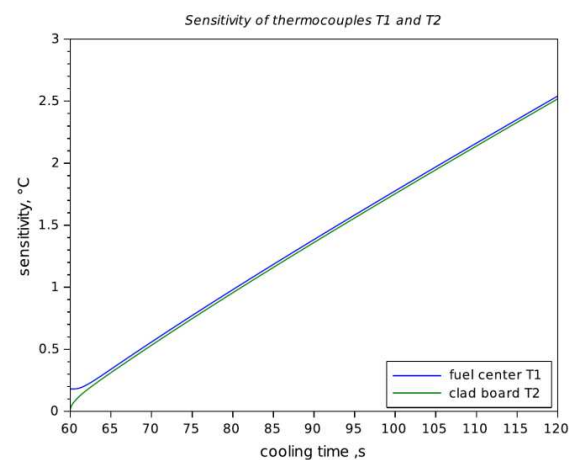


Figure 11: Sensitivity of thermocouples T1 and T2.

temperature superior limit of 1000°C, corresponding to clad oxidation temperature, we found that measurement can be performed continually at least until $\tau = 4$ min.

5. Experiment sensitivity study

In order to verify the experiment feasibility, we have to evaluate the thermocouples measurement sensitivity to the source to be measured ($P_{r,l,f}$) and to the perturbation ($P_{r,m,JHR}$); the measurement is feasible if the effects generated by the reactor core decay heat are negligible with respect to those generated by the fuel sample decay heat.

5.1. Thermal flux variation analysis in the tungsten shield

To accomplish the feasibility study, we looked firstly to the thermal flux passing through the tungsten shield. We saw its dependency on an independent variation of 1% of the two power sources; through this parametric study we can foresee the possibility to estimate the fraction of $P_{r,l,f}$ absorbed in the tungsten shield by means of the inverse technique. To do this, three experiment simulations have been performed by manipulating power sources in table 1. Our results show that the thermal flux variations obtained when applying a 1% variation to $P_{r,m,JHR}$ are ten times greater than those obtained when applying a 1% variation to $P_{r,l,f}$. As a consequence, the thermal flux and the temperature field are principally determined by the reactor core decay heat, namely the perturbation, and the resulting inversed power would not correspond to the function to be estimated.

5.2. Thermocouples sensitivity calculation

Simulations mentioned in paragraph 5.1 were also used to determine thermocouples sensitivities. These coefficients are important to set up a relation between the experimental data and the function to be estimated. As we deal with a linear differential modeling, the set-up relation is linear as well. We calculated sensitivities of thermocouples to an independent variation of 1% of both $P_{r,l,f}$ and $P_{r,m,JHR}$. On one hand our results confirm that thermocouples T3 and T4 cannot provide information on the fuel sample decay heat, as it was said in the paragraph 5.1: T3 and T4 are more sensitive to the perturbation compared to the source. On the other hand, we found that T1 and T2 are ten times more sensitive to a 1% variation of $P_{r,l,f}$ compared to a 1% variation of $P_{r,m,JHR}$. Figures 10 and 11 report respectively T1 and T2 temperature evolutions and sensitivity. Here we can see that sensitivities are not null and they increase significantly with time, which means that the decay heat estimation is favorable in the long term. In fact, by considering for instance a thermocouple absolute uncertainty of 1.5°C for $T < 400^\circ\text{C}$ (thanks to SRJH feedback), we can see that for $\tau > 90$ s sensitivities are sufficiently high. However, more detailed evaluations for the decay heat estimation need to be performed by taking into account the decay heat evolution in time and the thermocouple measurement noise.

Conclusions and perspectives

In this work we performed a preliminary design of the PRESTO experiment. We set up a heat transfer model and performed a simulation of the entire experiment showing that the measurement phase can start at $\tau = 1$ min. Later, we found that sensitivities increase in time, consequently the estimation of decay heat is more precise in the long time range, and the relevant locations of thermocouples are the fuel center and the clad board. Nevertheless, a better evaluation of pertinent positions constitutes the perspective of our work by considering the non-azimuthal symmetry of irradiation.

References

- [1] J-C. Benoit, *Développement d'un code de propagation des incertitudes des données nucléaires sur la puissance résiduelle dans les réacteurs à neutrons rapides*, thèse de doctorat de l'université Paris-Sud (2012).
- [2] N. Todreas, M. Kazimi, *Nuclear Systems Vol. 1*, CRC Press (2012).
- [3] S. Bourganel, *Conception d'une expérience de mesure de la puissance résiduelle d'un crayon irradié : l'expérience MERCI*, thèse de doctorat de l'INPG (2002).
- [4] F. Sturek, L. Agrenius, *Measurements of decay heat in spent nuclear fuel at the Swedish interim storage facility, Clab*, Svensk Karnbranslehantering AB, Rapport R-05-62, (2006).
- [5] C. Fiche, *Mesure de la puissance résiduelle totale émise par les produits de fission thermique de ^{239}Pu et ^{233}U* , NEACRP/L(1978)212.
- [6] S. Loubière, G. Bignan, D. Iracane, *Sustaining Material testing capacity in France: from OSIRIS to JHR*, IGORR (2009).
- [7] J. Estrade, G. Bignan, X. Bravo, *The Jules Horowitz Reactor: a new high performance MTR working as an international user facility in support to nuclear industry, public bodies and research institutes*, RRFM (2015).
- [8] J. Ferziger, M. Peric, *Computational methods for fluid dynamics*, Springer (2002).
- [9] J-M. Delhayé, *Thermohydraulique des réacteurs*, EDP Sciences (2008).
- [10] I. Popa, *Modélisation numérique du transfert thermique*, Maison d'édition UNIVERSITARIA Craiova (2002).

Thème 10

Contacts et interfaces

Thème 11

Métrologie – Identification

Outil de quantification sans contact du vieillissement par émissivité apparente en conditions extérieures	519
Utilisation de la spectrophotométrie pour la détermination de la concentration en phase solide dans un écoulement de coulis de glace	527
Étude d'une chaîne de mesure pour la caractérisation thermique de couches minces – Impact sur l'estimation de paramètres sur données synthétiques dans un cas simplifié.	537
Identification expérimentale des réponses impulsionnelles en sortie d'un échangeur à une variation de température d'entrée d'un des fluides	545
Identification simultanée de propriétés thermophysiques de milieux semi-transparents par un modèle réduit de réseaux de neurones multicouches.	553
Estimation des propriétés thermo-physiques d'un matériau à changement de phase à partir de mesures de flux et de températures.	561
Mesure de la masse volumique de métaux à l'état liquide par lévitation aérodynamique	569
Caractérisation thermique d'un matériau bicouche constitué d'un revêtement ou d'un film mince déposé sur un substrat	577
Influence du traitement thermique sur les propriétés des résistances de platine d'un microcapteur de flux thermique	585
Comparaison de deux méthodes de mesure de conductivité thermique sur des matériaux isolants .	593
Évaluation expérimentale du module Peltier comme alternative aux fluxmètres classiques	601
Préparation et caractérisation thermophysique des composites mousses métalliques / paraffine destinés au stockage de l'énergie thermique	609
Caractérisation thermique d'un lit de poudre métallique en fonction de la température	617
Benchmark de méthodes d'identification de paramètres sur données simulées : application à la mesure sur site de la résistance thermique de parois de bâtiments en utilisant une méthode active	625
Identification dans l'industrie verrière de l'impédance thermique du contact moule/pâte de verre lors de l'opération de remplissage de moules par modèles convolutifs et paramétriques de type « ARX »	633
Etude du procédé SLM sur des alliages d'aluminium : caractérisation de la poudre à la pièce finale .	641
Capteurs de flux thermique non intrusifs pour procédés composites haute température et temps de cycle très courts	649

Outil de quantification sans contact du vieillissement par émissivité apparente en conditions extérieures

Olivier RIOU, Fabien DELALEUX*, Pierre-Olivier LOGERAIS, Jean-Félix DURASTANTI

Laboratoire CERTES, Université Paris-Est Créteil, 36 rue Georges Charpak, 77567 Lieusaint

*(auteur correspondant : fabien.delaleux@u-pec.fr)

Résumé : L'indicateur émissivité apparente ouvre de nombreux champs d'application dans la caractérisation de surface, en particulier dans le contrôle-qualité des industries de traitement de surface (ex. verrerie) ou plus spécifiquement dans la quantification du vieillissement des systèmes à énergie durable (solaire thermique et photovoltaïque). Dans cet article, nous présentons les résultats de la quantification de l'émissivité apparente d'un verre sodo-calcique en conditions extérieures. La température d'émission du verre est obtenue sans contact à l'aide d'une mire thermique déposée sur sa surface. Avec ce dispositif, nous obtenons une exactitude équivalente à celle obtenue en conditions de laboratoire (contrôle stricte des températures). Les avantages et inconvénients de la méthode sont discutés et des perspectives d'évolution sont proposées

Nomenclature

h_{conv}	Coefficient de convection, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$		<i>Symboles grecs</i>
k_c	Conductance surfacique de contact, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$\Delta\lambda$	Bande spectrale de la caméra, μm
K_c	Conductance de contact, W.K^{-1}	$\varepsilon_{\Delta\lambda}(t)$	Émissivité apparente sur $\Delta\lambda$
L	Thermosignal, niveaux		<i>Indices et exposants</i>
LWIR	Bande spectrale longues ondes	0	Corps noir
R_c	Résistance surfacique de contact, $\text{m}^2.\text{K.W}^{-1}$	app.	Apparent
t	Température radiométrique d'émission, °C	env.	Environnement

1. Introduction

Dans une démarche globale, l'évaluation du vieillissement des systèmes impose la définition préalable des indicateurs associés puis la constitution de moyens de mesurage non destructifs permettant leur quantification in situ. Cette approche offre une aide à la décision quant au maintien ou au remplacement des systèmes selon des critères technico-économiques.

Le vieillissement naturel des systèmes est étroitement associé au vieillissement des matériaux (verres réflecteurs dans les systèmes à concentrateur solaire, absorbeur, cellule photovoltaïque, etc...). Leur vieillissement est généralement évalué en laboratoire en reproduisant un environnement climatique accéléré. Cette approche ne permet pas une évaluation du vieillissement naturel in-situ par des moyens non destructifs.

De nombreuses altérations des matériaux induits par un vieillissement naturel sont observables en émissivité spectrale. Nous avons raccordé l'émissivité apparente $\varepsilon_{\Delta\lambda}$ à l'émissivité spectrale [1]. L'indicateur $\varepsilon_{\Delta\lambda}$ doit donc pouvoir rendre compte du vieillissement naturel des matériaux. Dans un travail précédent [2], nous avons montré que l'émissivité

apparente LWIR permet de discriminer sans contact un vieillissement absolu de miroir verre d'un héliostat du four solaire de la centrale à concentration Odeillo-France avec une résolution de 3 années standard d'exploitation.

La mesure d'émissivité apparente met en œuvre une caméra thermique. Sa quantification est sans contact et bénéficie des techniques d'imagerie développées pour la thermographie infrarouge. La cartographie de l'émissivité apparente est possible par l'élaboration d'un code de post-traitement des thermosignaux. Enfin, il est inutile de développer un système IR spécifique dans la mesure où la caméra commerciale répond aux exigences de répétabilité (qualité de correction de non-uniformité) et d'incertitude de combinée (qualité de la compensation de dérive thermique).

Dans le cas du verre, le vieillissement résulte principalement de modifications chimiques dues à l'hydratation. Les effets sur la réflectivité des miroirs sont faibles. Ils sont significatifs sur de grandes périodes de temps généralement supérieures à 20 ans d'exploitation. D'autres processus de vieillissement peuvent être quantifiés : l'érosion produit une fissuration et un écaillage de la surface, rendant les surfaces poreuses au voisinage de l'impact des aérosols solides. Les dommages vus sur le verre après un test de sablage [3] sont similaires à ceux observés sur la céramique d'alumine de porosité croissante [4]. La porosité est connue pour modifier les propriétés émissives de la matière, en particulier dans la bande LWIR [4]. Par exemple, l'émissivité spectrale d'une céramique d'alumine de porosité croissante produirait une variation d'émissivité apparente de l'ordre de 18%. Si un seuil de détection de 1% est considéré, elle permettrait de quantifier les effets précurseurs dus à l'érosion équivalent à 5% de la surface du réflecteur en verre correspondant à 3 années d'érosion naturelle dans les sites océaniques / désert au Maroc [3].

Ces performances sont attendues par un contrôle strict des températures (conditions de laboratoire). Bien entendu, elles limitent la mise en œuvre de la quantification de l'émissivité apparente dans des conditions extérieures. La problématique expérimentale réside maintenant dans l'évaluation de la température d'émission sans contact de la cible. C'est pourquoi nous testerons l'utilisation de mires thermique déposées sur des échantillons de verre sodo-calcique puis nous discuterons des limitations que leur utilisation imposent puis conclurons par le développement d'une instrumentation plus élaborée permettant de s'affranchir de la température d'émission.

2. Emissivité apparente

L'émissivité apparente intervient dans l'équation radiométrique qu'utilisent implicitement tous les imageurs thermiques : ce paramètre $\varepsilon_{\Delta\lambda}(t)$ mesure le thermosignal d'émission de l'objet à la température t rapporté à celui d'un corps noir à la même température. Nous rappelons l'expression de l'équation radiométrique, mise en œuvre dans les systèmes infrarouges :

$$L_{\Delta\lambda}(t_{app.}) = \varepsilon_{\Delta\lambda}(t) L_{\Delta\lambda}^0(t) + (1 - \varepsilon_{\Delta\lambda}(t)) L_{\Delta\lambda}^0(t_{env.}) \quad (1)$$

$L_{\Delta\lambda}^0(t)$ et $L_{\Delta\lambda}^0(t_{env.})$ sont respectivement les thermosignaux de corps noirs associés aux températures d'émission t et d'environnement $t_{env.}$. Le thermosignal mesuré par la caméra $L_{\Delta\lambda}(t_{app.})$ est associé à la température apparente $t_{app.}$. Ces thermosignaux sont rapportés à la bande spectrale de détection $\Delta\lambda$ de la caméra. Une fois la validité du modèle de l'émetteur admise, l'expression de l'émissivité apparente est triviale :

$$\varepsilon_{\Delta\lambda}(t) = \frac{L_{\Delta\lambda}(t_{app.}) - L_{\Delta\lambda}^0(t_{env.})}{L_{\Delta\lambda}^0(t) - L_{\Delta\lambda}^0(t_{env.})} \quad (2)$$

Son mesurage est alors possible à partir des trois températures (apparente, d'environnement, d'émission) et de la courbe d'étalonnage du système. La caractérisation des systèmes est détaillée dans la référence [5]. Cet indicateur est spécifique à la technique de détection mise en œuvre dans la caméra, de la bande spectrale de détection et de l'émissivité spectrale de la cible.

3. Emissivités apparentes de référence

Les tests sont réalisés sur des échantillons de verre sodo-calcique sur lesquels nous déposons une fine couche de peinture noire mate servant de mires thermiques. Un exemple de réalisation est montré sur la figure 1.

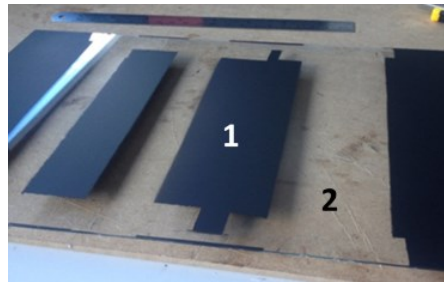


Figure 1 : Différentes mires thermiques (1) déposées sur un échantillon de verre sodo-calcique de $\times 29 \text{ cm}^2$ (2)

L'émissivité apparente de la mire et du verre est préalablement quantifiée selon un protocole décrit dans la référence [1] en condition de laboratoire. Elle est évaluée sur la bande spectrale LWIR [$7,9\mu\text{m} - 12,7\mu\text{m}$] de la caméra utilisée (Thermacam E300). Le résultat est montré sur les figures 2.

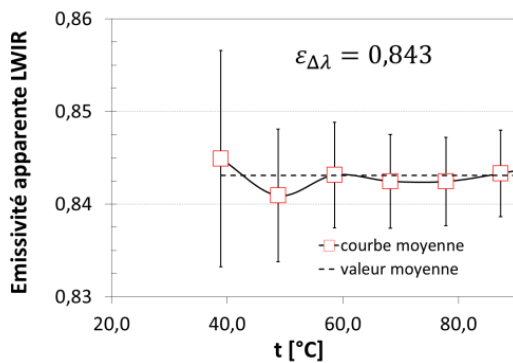


Figure 2a : Emissivité apparente du verre sodo-calcique (points) et valeur moyenne (ligne pointillée)

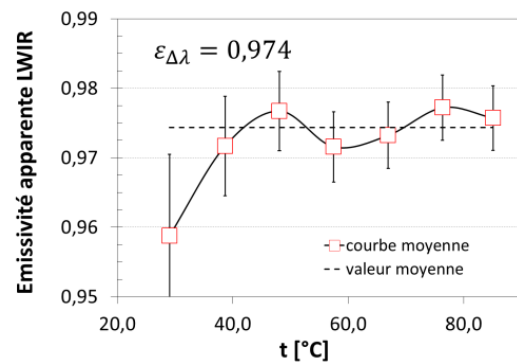


Figure 2b : Emissivité apparente de la mire (peinture noire mate)

Les barres d'erreur sont associées à la répétabilité sur 10 essais successifs. L'évaluation de l'émissivité apparente est inexacte lorsque les températures d'émission, d'environnement et apparente sont proches (par exemple une émission à 30°C dans un environnement à 20°C). L'incertitude absolue est dégradée principalement par la qualité de la compensation de dérive thermique de la caméra: elle est améliorée dès lors que l'écart $t_{app.} - t_{env.}$ est supérieur à 40°C pour atteindre 1% du mesurande chez les matériaux émissifs [1]. Dans la suite de ce travail, nous retiendrons comme références les valeurs moyennes indiquées en encart (elle exclue le point de quantification à 30°C).

4. Test extérieur : émissivité apparente de la peinture

Dans ce paragraphe, nous voulons vérifier la qualité de la peinture en tant que mire thermique en conditions extérieures. Dans ce but, nous utilisons un bloc d'aluminium plein, de forme carrée de 10 cm de côté et percé de 9 trous de diamètre 6 mm et de profondeur 30 mm. Les alésages constituent des corps noirs qui permettent de contrôler la température d'émission sans contact. La face extérieure du bloc est recouverte de peinture noire mate précédemment caractérisée. Les quatre alésages diagonalement opposés sont chacun équipés de thermocouples. L'ensemble est calfeutré par un isolant thermique (figure 3).

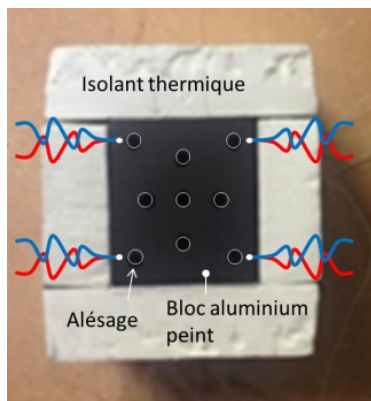


Figure 3 : Tests sur bloc d'aluminium. Les cavités diagonalement opposées sont chacune équipées d'un thermocouple et sont désignées cavités de référence



Figure 4 : Dispositif expérimental mis en œuvre en conditions extérieures

Dans un premier temps, nous procédons à la quantification de l'émissivité apparente des quatre cavités de référence en implémentant l'équation 2 (la température d'émission est donnée par les thermocouples, la température apparente par la caméra et la température d'environnement est relevée suivant la procédure [6] au moyen d'un réflecteur en aluminium couvrant l'intégralité du bloc. Le dispositif expérimental est montré sur la figure 4. Les températures d'environnement sont obtenues en exposant le dispositif à divers environnements : ciel clair, ciel voilé, ciel nuageux, façade du bâtiment, etc... L'ensemble des tests ont été réalisés dans une ambiance sans vent de température voisine de 23°C à l'ombre. L'émissivité apparente des cavités en fonction de la température d'environnement est montrée sur la figure 5.

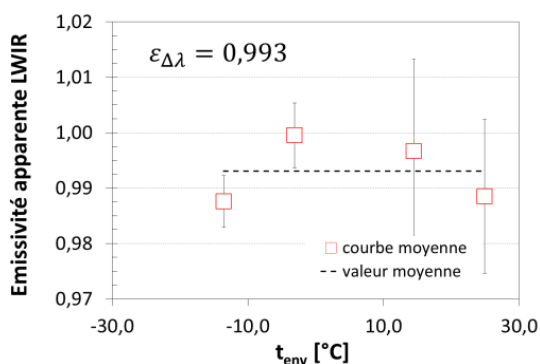


Figure 5 : Emissivité apparente des cavités

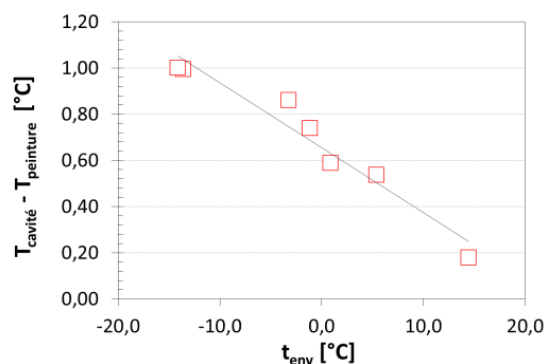


Figure 6 : Ecart de température entre les cavités de référence et la peinture noire les entourant en fonction de la température d'environnement

L'émissivité apparente des cavités est très proche de 1. Dans la suite, nous les assimilons à des corps noirs dès lors que profondeur sur diamètre d'alésage est supérieur à 5.

En première approximation nous supposons que le cube est isotherme, du fait de la bonne diffusivité thermique de l'aluminium. Cependant, nous observons systématiquement un écart de température entre les cavités de référence et la peinture noire les entourant (cette dernière est obtenue en utilisant la valeur de l'émissivité apparente de la figure 2b). Le comportement est montré sur la figure 6.

Nous interprétons ces écarts par la présence d'une résistance thermique de contact entre la peinture et la surface du bloc. Le diagramme thermique est présenté sur la figure 7.

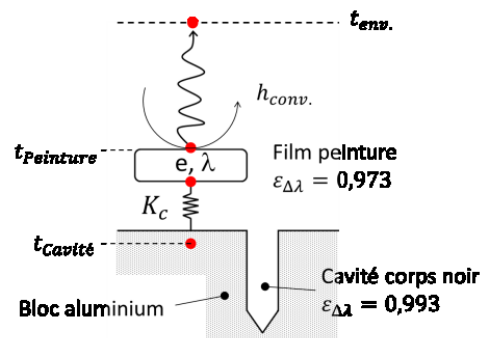


Figure 7 : Diagramme thermique simplifié en régime stationnaire du film de peinture déposé sur le bloc d'aluminium à proximité des cavités de référence

Le film de peinture ($e=5\mu\text{m}$) est suffisamment fin pour le considérer isotherme à la température t_{peinture} . Il est couplé au bloc via une conductance K_c et exposé à un environnement radiatif de température t_{env} . Le bloc étant à l'équilibre thermique avec la température ambiante ($t_{\text{cavité}} \approx 23^\circ\text{C}$), nous négligeons le transfert convectif.

Dans ce contexte, à mesure que la température d'environnement diminue, l'environnement refroidit le film de peinture, conformément à la figure 6. Cependant, le processus s'inverse lorsque l'environnement est plus chaud que le bloc et s'annule lorsque l'ensemble des températures sont égales. Une insolation directe (flux de l'ordre de 1 kW/m^2 zénith) perturbe également l'équilibre thermique du bloc. Ce comportement impose une première limitation majeure quant à l'utilisation de mires thermiques en tant que point de référence de températures relevées sans contact.

Une estimation sommaire du couplage thermique K_c est donnée en traçant la caractéristique du flux radiatif $\varepsilon_{\Delta\lambda}\sigma(T_{\text{peinture}}^4 - T_{\text{env}}^4)$ versus $(t_{\text{cavité}} - t_{\text{peinture}})$ (figure 8).

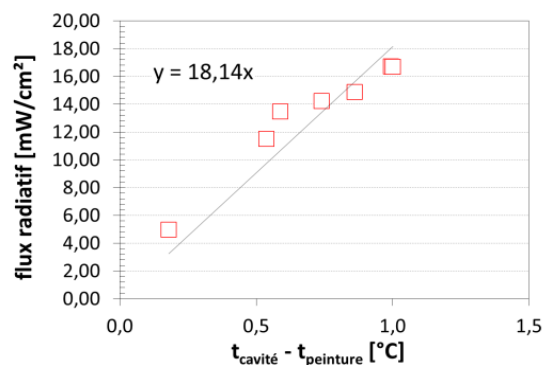


Figure 8 : Estimation du couplage thermique du film de peinture sur le bloc d'aluminium

Nous obtenons la valeur du couplage thermique surfacique aluminium – peinture $k_c = 181,4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ soit une résistance thermique surfacique de contact $R_c = 5,5.10^{-3} \text{ m}^2.\text{K}.\text{W}^{-1}$. Cette valeur est plutôt élevée par rapport aux valeurs usuelles et explique donc les écarts de température retrouvés. Disposant des thermogrammes apparent et d'environnement, un émissogramme de la face avant du bloc est produit. La température d'émission de la peinture

est calculée à partir de la température d'émission des cinq cavités centrales incluant l'écart de température entre la peinture et les cavités. L'émissivité apparente de la peinture est analysée sur quatre zones de la figure 9a. La figure est complétée d'un histogramme de la distribution des émissivités apparentes sur zone (figure 9b).

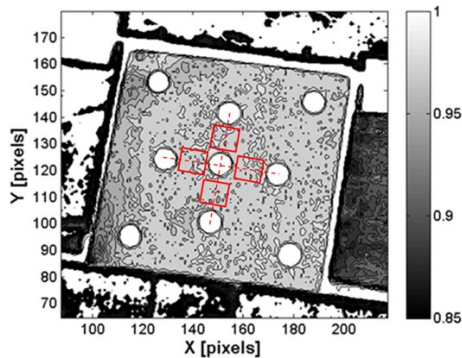


Figure 9a : Emissogramme de la face avant du bloc

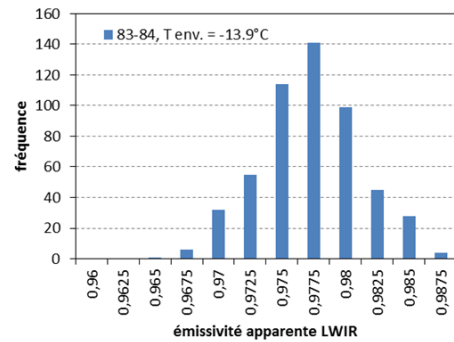


Figure 9b : Histogramme de la distribution des émissivités apparentes sur zones pour une température d'environnement de $-13,9^{\circ}\text{C}$

L'uniformité de la température d'émission, de l'ordre de $0,1^{\circ}\text{C}$, est remarquable. Les valeurs moyennes d'émissivité de la peinture noire correspondent à sa caractérisation en condition de contrôle strict des températures ($0,973$) compte tenu de l'incertitude de caractérisation $\pm 0,005$. L'écart-type et la dispersion dépend du contraste entre la température d'émission et celle d'environnement. Les erreurs de mesurage sont principalement dues à la correction de NUC et à la dérive thermique [7] de la caméra lorsque le contraste est faible. D'où la nécessité de travailler dans des conditions de températures d'environnement les plus basses possibles. Une température d'environnement de -14°C est facilement reproductible en ciel clair légèrement voilé en contexte citadin. Elle peut être encore plus basse en ciel clair en contexte rural ou montagneux ($<-35^{\circ}\text{C}$), améliorant l'exactitude ainsi de la mesure.

5. Test extérieur: émissivité apparente du verre

Dans ce paragraphe, nous souhaitons vérifier l'exactitude du mesurage de l'émissivité apparente d'un verre sodo-calcique à l'aide d'une mire thermique servant de référence de température d'émission.

Pour cela, nous déposons une mire thermique de 1 cm^2 accolée à une surface nue de verre de même dimension. L'ensemble est entouré d'un film d'aluminium collé à l'aide d'un adhésif double face plaquant quatre thermocouples respectivement sur la mire et le verre. Le schéma du dispositif est montré sur la figure 10.

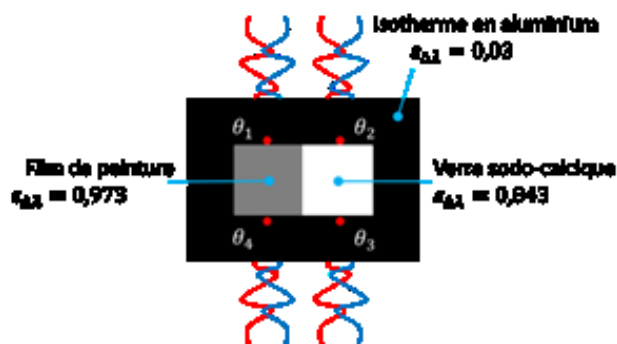


Figure 10 : Mire thermique déposée sur un verre sodo-calcique

Les tests sont menés suivant le même protocole que celui mis en œuvre pour le bloc d'aluminium. Lors des tests, La température ambiante est voisine de 26°C. Le couplage thermique surfacique verre-peinture est estimé à $k_c = 333 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (soit une résistance thermique surfacique de contact $R_c = 3.10^{-3} \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$) permettant ensuite de déterminer la température d'émission de la mire. Nous la supposons uniforme sur l'ensemble du dispositif. Un exemple d'émissogramme du dispositif est montré sur la figure 11. Le profil en émissivité apparente au centre du dispositif est montré sur la figure 12.

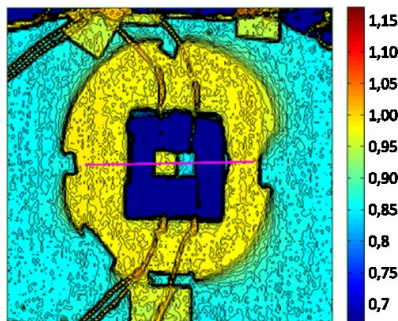


Figure 11 : Emissogramme du dispositif mire-verre obtenu à la température moyenne d'environnement de -18°C.

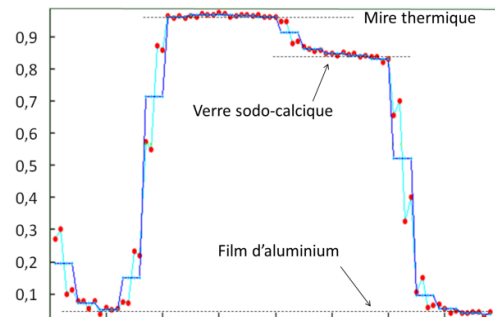


Figure 12 : Profil en émissivité apparente en fonction des indices de colonnes

Les valeurs obtenues sont en accord avec la caractérisation en laboratoire :

	Essai en conditions de laboratoire	Essai en conditions extérieures
Mire thermique	0,974±0,003	0,97±0,01
Verre sodocalcique	0,843±0,005	0,85±0,01
Aluminium	0,03±0,01	0,05±0,01

L'uniformité de la température d'environnement est satisfaisante sur la zone analysée. On remarquera des effets de bords en particulier à l'interface mire-verre: Ils s'étendent sur environ huit points élémentaires de mesure et résultent principalement des perturbations du champ de températures induits par la mire (la température du verre est surestimée à proximité de l'interface). Le comportement est également observé aux interfaces aluminium-mire et verre-aluminium où le champ de température est également perturbé par le pouvoir absorbant différent des surfaces.

6. Conclusion et perspectives

L'indicateur émissivité apparente ouvre de nombreux champs d'application dans la caractérisation de surface, en particulier dans le contrôle-qualité du produit des industries de traitement de surface (verrerie) ou plus spécifiquement dans la quantification du vieillissement des systèmes à énergie durable (solaire thermique et photovoltaïque). Cependant, l'approche expérimentale actuelle ne peut pas s'affranchir du mesurage de la température d'émission des surfaces.

L'utilisation de mires thermiques dans le but de mesurer l'émissivité apparente dans des conditions extérieures a permis de valider l'approche expérimentale consistant à améliorer l'exactitude et la résolution de mesure en optimisant le contraste thermique entre la température d'émission et la température d'environnement [2]. Les performances obtenues en conditions extérieures sont comparables à celles en condition de laboratoire (contrôle strict des températures). Cependant, elle présente un certain nombre d'inconvénients:

- Elle est fondamentalement invasive,
- Elle perturbe le champ de températures d'émission quelle que soit la configuration expérimentale (mesurage à l'ombre ou en isolation directe) du fait d'un couplage thermique inhérent au dépôt de la mire thermique
- Elle ne permet pas de gérer les gradients thermiques éventuellement présents dans un système de grande dimension.

Compte tenu des difficultés rencontrées pour répondre à cet impératif, une approche qui semble mieux adaptée est basée sur la réflectivité apparente. A l'aide d'un dispositif propulsant un environnement thermique oscillant, une détection synchrone du rayonnement réfléchi permettrait de cartographier la cible en réflectivité apparente $\rho_{\Delta\lambda}$ puis d'en déduire l'émissivité apparente d'une cible opaque via la relation $\varepsilon_{\Delta\lambda} = 1 - \rho_{\Delta\lambda}$. La technique s'affranchit ainsi des paramètres d'influences statiques tels que la température d'émission [8]

Références

- [1] Riou, O., Guiheneuf, V., Delaleux, F., Logerais, P. O., & Durastanti, J. F. (2016). *Accurate methods for single-band apparent emissivity measurement of opaque materials*. Measurement, 89, 239-251.
- [2] O. Riou,, F. Delaleux, V. Guiheneuf, H. Espargilliere, P.O. Logerais R. Olives, X. Py, J.F.Durastanti (2017). *Non-destructive testing method to quantify aging of materials by its apparent emissivity: Case of glass-based reflectors*. Applied Thermal Engineering 115 (2017) , pp 539–548
- [3] Kolli, M., Hamidouche, M., Bouaouadja, N., & Fantozzi, G. (2009). *HF etching effect on sandblasted soda-lime glass properties*. Journal of the European Ceramic Society, 29(13), 2697-2704.
- [4] Rozenbaum O., De Sousa Meneses D., Echegut P. (2009). *Texture and Porosity Effects on the Thermal Radiative Behavior of Alumina Ceramics*, Int J Thermophys 30 (2009) 580-590.
- [5] Riou O., Logerais P.O., Delaleux F., Durastanti J.F. (2014). *A self-method for resolving the problem of apparent LWIR emissivity for quantitative thermography up to 130°C*. Infrared Physics & Technology, 67, pp. 504-513.
- [6] ASTM E1862-97e1 (2002), Standard Test Methods for Measuring and Compensating for Reflected Temperature Using Infrared Imaging Radiometers
- [7] Riou O., Berrebi S., Bremond P., *Non uniformity correction and thermal drift compensation of thermal infrared camera*. Proc. of SPIE Vol. 5405 (2004)
- [8] MATTEÏ S (1999). *La métrologie infrarouge en régime périodique et son application à la caractérisation thermophysique des matériaux*. Doctorat Université Paris XII-Val de Marne

Détermination de la concentration en phase solide dans un écoulement de coulis de glace par spectrophotométrie IR.

Denis EDELIN, Victorin CHEGNIMONHAN*, Christophe JOSSET.

Laboratoire de Thermique et Énergie de Nantes, La Chantrerie, 44300 Carquefou

*(auteur correspondant : victorin.chegnimonhan@univ-nantes.fr)

Résumé : La détermination du taux de glace est un des verrous technologiques au développement des coulis de glace utilisés comme frigoporteur diphasique en réfrigération ou en climatisation. Le contrôle de la quantité d'énergie transportée nécessite en effet de connaître le taux de glace en temps réel véhiculé dans l'installation. De plus, pour déterminer les puissances thermiques échangées, il est nécessaire de connaître le taux de glace fondue. Les mesures de la température ou de la masse volumique du coulis peuvent être utilisées pour déterminer le taux de glace. Cependant, ces méthodes ont montré leurs limites en précision. La méthode développée a pour but d'accéder à la concentration en antigel sans émettre d'hypothèse sur la courbe de liquidus. Cette méthode de mesure de la concentration s'inspire de la loi de Beer-Lambert qui lie la concentration en antigel à l'absorbance mesurée à l'aide d'un spectrophotomètre. Après des tests de spectres d'absorbance pour des longueurs d'onde variant de 190 à 1100 nm sur des solutions de mono propylène glycol (MPG) de concentrations massiques comprises entre 0 et 30 %_m, quelques longueurs d'ondes particulières (315 nm et 515 nm) ont été identifiées pour des essais à longueurs d'ondes fixes. Les premiers tests ont été effectués en statique, sans écoulement, pour vérifier la faisabilité de la démarche. Les essais en écoulement qui ont suivi ont montré la fiabilité et la répétabilité de la méthode ; l'erreur relative moyenne estimée s'élève à 1,3 %_m. Couplée à des mesures de températures et de masse volumique, cette méthode devrait permettre une meilleure gestion d'un système exploitant du coulis de glace.

Nomenclature

A	absorbance	<i>Symboles grecs</i>
C	concentration en antigel, mol.m ⁻³ ou en % _m	ϵ coefficient d'absorption molaire, m ² .mol ⁻¹
I	intensité du rayonnement, W.m ⁻²	λ longueur d'onde, nm
L	chemin optique, épaisseur de fiole, m	ρ masse volumique, kg.m ⁻³
X	taux	
<i>Indices et exposants</i>		
c	coulis	
i	incident(e)g glace	
r	réel(le) ou relatif (ve)	
t	transmis(e)	

Mots clés : frigoporteur, concentration, spectrophotométrie, fraction solide, stockage d'énergie.

1. Introduction

Les coulis de glace, fluides constitués de très fins cristaux de glace baignant dans des solutions aqueuses, sont des frigoporteurs avantageux. Avec leur double fonction, matériau à changement de phase et fluide frigoporteur, les coulis de glace offrent une capacité de stockage élevée inhérente à la haute densité énergétique de la glace et ils garantissent également des

performances environnementales satisfaisantes tout en offrant la possibilité d'utiliser des réfrigérants dangereux, mais à faible pouvoir de réchauffement global, confinés dans des boucles de réfrigération primaires compactes. Ces frigorigènes peuvent être des hydrocarbures, des oléfines de plus en plus expérimentés, ou par exemple l'ammoniac pour les installations frigorifiques industrielles. Les frigoporteurs diphasiques, comme le coulis de glace, peuvent aussi améliorer la qualité de refroidissement en assurant une variation de température de frigoporteur moins importante qu'avec les frigoporteurs monophasiques. D'autre part, il n'est pas nécessaire d'utiliser un échangeur de chaleur supplémentaire dégradant les performances de l'installation, car le fluide de transport et le médium de stockage d'énergie sont le même fluide [1].

Étant donné que la capacité de refroidissement disponible avec le coulis dépend de sa concentration en glace, il est utile de pouvoir accéder instantanément à la valeur du taux de glace en amont et en aval d'un échangeur de chaleur pour évaluer ses performances. D'après Langlois et al. [2], le développement de cette technologie passe par la capacité de relever la concentration de glace dans les circuits de refroidissement, et l'industrie a besoin d'une méthode fiable, pratique, en ligne et non invasive pour déterminer cette concentration. Ces auteurs ont étudié une méthode par ultrasons pour déterminer la fraction volumique de la glace dans le coulis. Leurs résultats sont cohérents avec les courbes de liquidus, cependant les auteurs indiquent que cette méthode nécessite de connaître le module d'élasticité isostatique de la phase liquide et de la phase solide. Cette propriété est difficile à obtenir, surtout qu'elle peut varier avec la température et la concentration en antigel.

De même, les mesures de la fraction de glace dans les coulis de glace ont été étudiées par Hales et al. [3] en exploitant la variation de l'atténuation électromagnétique selon la concentration de la saumure considérée. Les auteurs ont élaboré une méthode de mesure en ligne pour déterminer la fraction de glace avec une approximation de $\pm 1\%$. Une courbe d'étalonnage disponible permet de déterminer la fraction de glace d'après l'atténuation mesurée de la longueur d'onde.

On rencontre dans la littérature d'autres tentatives de mesure de la concentration en glace de coulis basées sur la conductimétrie [4], la calorimétrie [5], la méthode « cafetière » qui filtre les particules solides pour les peser ensuite [3], etc. Mais l'utilisation de la spectrophotométrie n'a pas encore été utilisée pour déterminer la concentration en phase liquide du coulis de glace. Ainsi, l'objet de cette étude est-il d'évaluer la faisabilité de cette méthode qui mobilise, *a priori*, des moyens expérimentaux relativement accessibles.

2. Bases théoriques

2.1. Dosage

La plupart des liquides, y compris les solutions de MPG, absorbent des rayonnements dans l'ultraviolet [190-380 nm] et le visible [380-800 nm]. L'absorbance (cf. équation 1) est définie ainsi comme le ratio, pour une longueur d'onde λ , du flux incident I_i et du flux transmis I_t .

$$A_\lambda = \log_{10} \left(\frac{I_i}{I_t} \right) \geq 0 \quad (1)$$

En pratique, les spectrophotomètres ne mesurent pas l'absorbance absolue d'une substance A_λ (cf. figure 1a), car l'intensité incidente est difficilement mesurable (précisément et technologiquement), mais l'absorbance relative $A_{\lambda,r}$ (cf équation 2) par rapport à une substance de référence (et pour un spectrophotomètre donné). Dans le cas des solutions aqueuses, l'intensité de référence est souvent l'intensité transmise par une solution à concentration nulle, mais peut être aussi la solution à une concentration initiale non nulle. L'absorbance relative peut donc être négative, et la référence sera choisie au cas par cas pour maximiser la sensibilité de la mesure :

en effet, celle-ci est contrainte par la gamme de mesure du spectrophotomètre, $-1 \leq A_{\lambda r} \leq 4$ dans notre cas. .

$$A_{\lambda r} = \text{Log} \left(\frac{I_{ref}}{I_t} \right) = \text{Log} \left(\frac{I_{ref}}{I_i} \right) + \text{Log} \left(\frac{I_i}{I_t} \right) = A_{\lambda} + Cste \quad (2)$$

Selon la loi de Beer-Lambert (équation 3), où l'atténuation d'un faisceau lumineux est uniquement liée à l'absorption (pas de diffusion) par les espèces chimiques en présence, l'absorbance dépend de l'épaisseur L du milieu traversé, des coefficients d'absorption $\varepsilon_{i,\lambda}$ (intrinsèques à chaque espèce chimique) et des concentrations des espèces chimiques présentes C_i [6], [7].

$$A_{\lambda} = \sum_i^{\text{espèces chimiques}} \varepsilon_{i,\lambda} \cdot C_i \cdot L \quad (3)$$

Selon ce modèle, la connaissance des spectres des coefficients d'absorption des espèces chimiques (ou ici de l'absorbance de chacune de ces espèces avec le même solvant) couplée à la mesure du spectre d'absorbance d'un mélange peut permettre de déterminer la concentration de chacune des espèces. Cette détermination est facile à mettre en place dans le cas d'un mélange binaire d'eau et d'antigel.

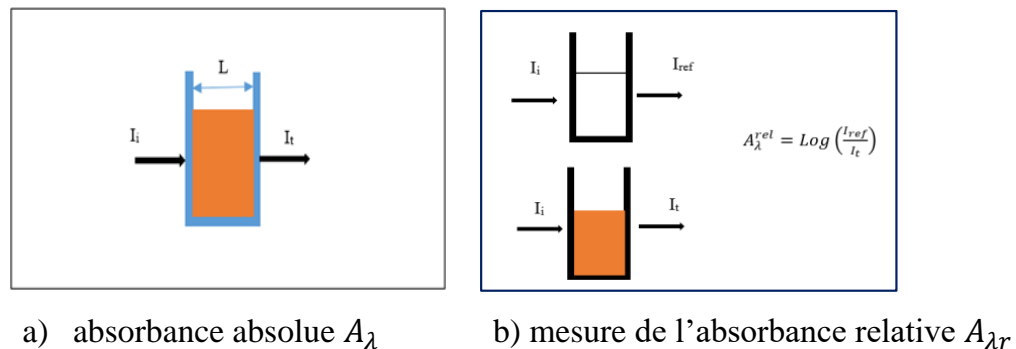


Figure 1 : Procédé de mesure d'absorbance

Les spectrophotomètres permettant la mesure de l'absorbance relative en UV-Visible d'un liquide sont aujourd'hui extrêmement précis, faciles d'accès et peuvent fonctionner avec un liquide en circulation. Si l'utilisation de la spectrophotométrie est courante [9], notamment en chimie, elle l'est beaucoup moins dans le domaine frigorifique. On peut citer son utilisation lors de l'analyse de la cristallisation des hydrates de CO_2 [8], ou dans le domaine de l'infra-rouge pour la détection de fuite de fluide frigorigène [10].

2.2. Utilisation du dosage dans le calcul du taux de glace

Le taux volumique de glace est défini comme suit :

$$X_g = \frac{\text{Volume de glace}}{\text{Volume total de coulis}} \quad (4)$$

Dans les installations de coulis de glace fonctionnant par pompage d'un coulis à partir d'un volume de stockage, les différentes fractions volumiques de glace $X_g^{vol\ sto}$ et de liquide $X_{liq}^{vol\ sto}$, la concentration $C_{antigel}$ et la température T sont connues dans la cuve, en faisant l'hypothèse

que celui-ci est à l'équilibre ($T=T_g=T_{liq}$). Le taux de glace en écoulement dans le réseau X_g^{vol} est lui souvent obtenu à partir d'une mesure de la masse volumique du coulis grâce à un débitmètre à effet Coriolis, et peut différer de celui du volume de stockage (en fonction du régime d'écoulement, de l'aspiration dans le stockage, etc.).

$$X_g^{vol} = \frac{\rho_{liq}(T, C_{antigel}) - \rho_c}{\rho_{liq}(T, C_{antigel}) - \rho_g(T)} \quad (5)$$

Cette mesure donne donc un point de référence local au sein de l'installation. Cette connaissance est nécessaire mais pas suffisante pour suivre l'évolution de celui-ci le long de l'installation. La mesure de l'évolution de la concentration en antigel dans la phase liquide le long de l'installation permet, à partir d'un bilan de matière, de déterminer l'évolution de la concentration en glace (équation 6).

$$X_{g,2}^{mas} = 1 - \left(1 - X_{g,1}^{mas}\right) \frac{C_{antigel,1}}{C_{antigel,2}} \quad (6)$$

Sans technique de dosage, et en supposant l'écoulement « constant » (i.e. sans glissement entre les 2 phases), le suivi de la concentration en glace nécessite de faire l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique du coulis ($T=T_g=T_{liq}$), de mesurer cette température d'équilibre T et de remonter à la concentration locale d'antigel via la courbe de liquidus et enfin avec la conservation de l'antigel, au taux de glace local. L'hypothèse d'équilibre thermodynamique a été remise en question par certaines études ([9], [11]) et l'utilisation de la courbe de liquidus pose des problèmes de sensibilité, surtout à faible concentration en antigel. Un dosage par spectrophotométrie devrait donc permettre de s'affranchir de ces deux défauts majeurs.

Pour mettre en pratique le dosage par spectrophotométrie, il est proposé de prélever uniquement de la phase porteuse, grâce à une membrane filtrante, de la conditionner en température afin de s'affranchir des problèmes de condensation et de sensibilité à la température du coefficient d'absorption puis de mesurer l'absorbance de cette phase liquide afin d'en déterminer sa concentration. Le prélèvement sera ensuite réinjecté dans le système. Le dispositif complet est représenté sur la figure 2.

Cette méthode est pour le moment envisagée à l'échelle d'une installation de recherche. Une fois la méthodologie éprouvée, une réflexion sera à mener pour la transposer dans un système industriel.

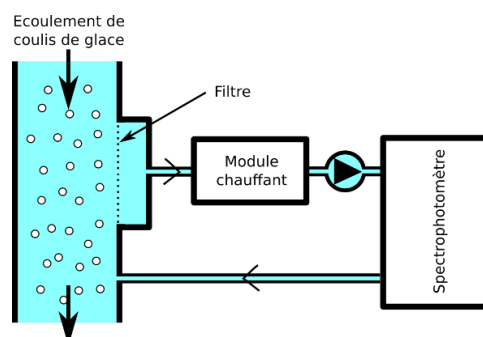


Figure 2 : Dispositif de mesure à terme

3. Matériel et méthodes

Les arguments qui sous-tendent l'exploration de la démarche sont :

- le coût relativement abordable du dispositif comparé aux investissements relatifs aux équipements du génie frigorifique ou climatique.
- la faisabilité : de nombreux fluides absorbent les rayonnements dans l'UV-VIS.
- une technique de mesure connue et éprouvée dans d'autres domaines.
- une méthode peu invasive.
- un temps de réponse court et une boucle de mesure, *a priori*, facile à réaliser.
- la précision de mesure généralement attendue est voisine de 1%_m [6], ce qui reste satisfaisant pour les applications en génie climatique.

Hypothèses :

- Les mélanges de fluides sont homogènes
- L'influence des lumières parasite dans l'enceinte de mesure est négligeable

3.1. Matériel

Les échantillons examinés sont des solutions de concentrations massiques de MPG variant de 0 à 30%_m. Ces échantillons ont été préparés par pesées. L'antigel utilisé est du Friogel. Il est mélangé à de l'eau courante dans les proportions requises, comme cela se ferait dans une boucle de réfrigération à eau glycolée à l'échelle industrielle. La balance utilisée est de marque Adventurer Pro ayant une précision de 0,1 g. Les mesures d'absorbance sont faites avec un spectrophotomètre Shimadzu de référence UV1280 et de précision : +/- 0,003. Les cuves contenant les échantillons sont en quartz suprasil de parcours optique 10 mm.

Le protocole expérimental pour la mise en œuvre des diverses investigations est présenté ci-après.

3.2. Méthodes

Des séries de campagnes de mesures ont été effectuées en utilisant les échantillons réalisés par pesées des différents constituants (eau, MPG) selon les concentrations requises. Des mesures en statique sans écoulement ont été effectuées dans un premier temps pour tester la faisabilité (détermination des spectres d'absorbance, essais de répétabilité), puis des mesures en présence d'écoulement (à longueurs d'onde variables, puis fixes) ont suivi. La figure 3 présente une vue schématique du dispositif expérimental.

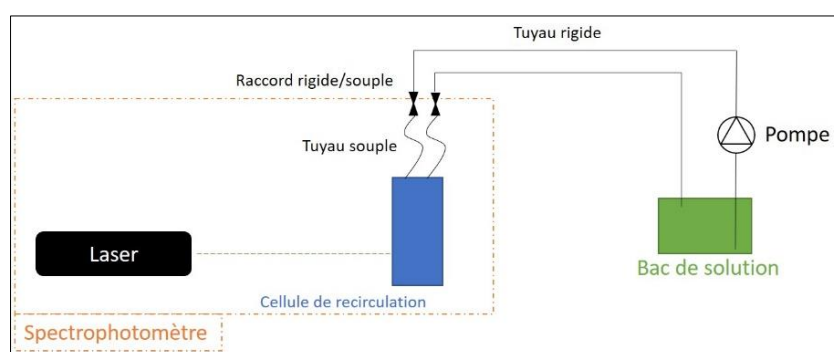


Figure 3 : Dispositif utilisé pour les premiers tests de mesures de concentration en MPG

4. Résultats et discussions

4.1. Détermination des droites d'étalonnage

L'objectif de ces tests est de vérifier que le dispositif permet d'obtenir des valeurs fiables et répétables au cours des mesures successives réalisées dans des conditions de test identiques à partir d'échantillons prélevés dans une solution mère agitée avant chaque prélèvement.

La figure 4 : à la longueur d'onde de 515 nm l'on observe un maximum et dans la zone comprise entre 315 nm et 290 nm, un accroissement rapide de l'absorbance avant la saturation de la cellule à 290 nm. Ce sont à ces longueurs d'onde que la méthode en cours d'exploration est la plus sensible. On peut noter pour cette figure 4, que le blanc n'a pas été effectué avec de l'eau.

Les spectres d'absorbance pour différentes concentrations et différentes longueurs d'onde présentés sur la figure 4 révèlent un comportement similaire des spectres quelle que soit la fréquence. Deux zones sont susceptibles d'être utilisées : de 290 nm à 315 nm et autour de 515 nm. La première offre le plus de sensibilité mais présente 2 risques : d'une part la saturation de l'absorbance mesurée, d'autre part une très forte sensibilité à la longueur d'onde (la pente $A=f(\lambda)$) et donc une influence importante de la précision de la bande de longueur d'onde de mesure. La seconde zone correspond à un compromis entre ces différents critères. On peut aussi noter que dans le cas présenté, d'une part une discontinuité autour de 320nm due au changement de lampe dans le spectrophotomètre, d'autre part que la substance de référence absorbait moins que l'eau utilisée pour le mélange. Ces deux constats n'invalident pas l'utilisation de cette technique comme mesure de concentration, car l'objectif est d'identifier une fréquence de mesure, et sachant que cette mesure est relative.

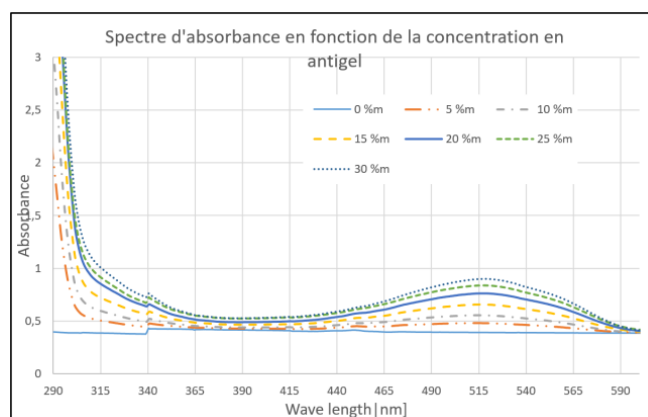


Figure 4 : Spectres d'absorption de solutions de concentrations massiques comprises entre de 0 et 30%_m.

Des mesures d'absorbance en fonction de la concentration à longueurs d'onde constantes ont été ensuite effectuées pour ces longueurs d'onde identifiées (figure 5) afin de déterminer les lois de dépendance. La tendance linéaire des courbes confirme la loi de Beer-Lambert, notamment pour les longueurs d'onde de 315 nm et 515 nm. On remarque cependant que pour les longueurs d'onde inférieures à 300 nm, la linéarité n'est plus vérifiée pour les fortes concentrations ($C > 25\%_m$),

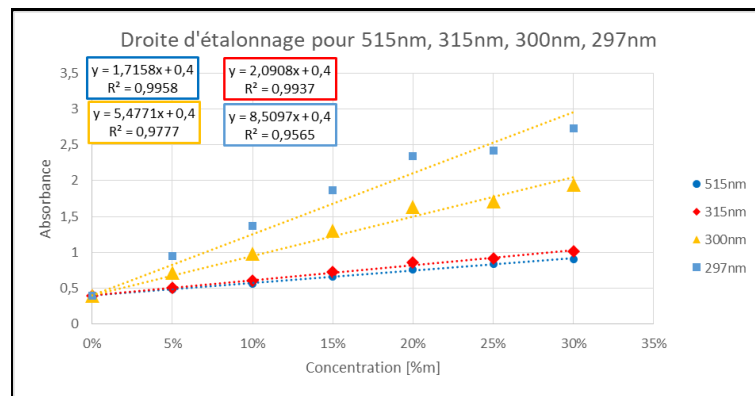


Figure 5 : Droites d'étalonnage pour différentes longueurs d'onde

4.2. Tests en écoulement et validation des courbes d'étalonnage

La figure 6 montre que le spectre d'absorbance présente la même allure aussi bien en mode statique qu'en écoulement. La vitesse d'écoulement ne perturbe pas le profil du spectre d'absorbance. De ces points de vue, les tests sont répétables, les courbes se superposent bien. Néanmoins, quelques pics d'absorption sont observables à haut débit d'écoulement. Ceci est dû à la formation de bulles de gaz dans l'écoulement, augmentant artificiellement l'absorption en générant de la diffusion. Les valeurs négatives de l'absorbance sont un cas typique où les valeurs de l'intensité transmise sont supérieures à celles de l'intensité de référence (voir figure 1b). Cela est dû au fait que pour ce test, le fluide de référence absorbe plus de rayonnement que la solution analysée.

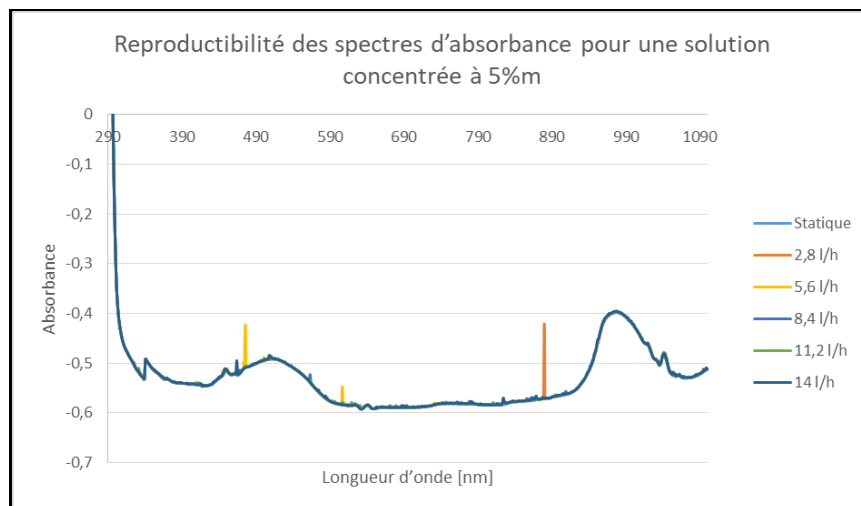


Figure 6 : Spectre d'absorbance d'une solution de MPG

Afin d'éprouver la méthode, nous avons mesuré l'absorbance d'autres mélanges (i.e. les courbes d'étalonnages définies figure 5). Les solutions-mères ou concentrations réelles (C_r) ont été préparées avec les incertitudes liées à la précision de la balance utilisée. Les résultats sont consignés dans le tableau 1. L'analyse du tableau mène à la conclusion que les longueurs d'onde de 315 et 515 nm permettent des mesures de concentrations massiques relativement plus précises.

D'autres mesures effectuées en continu dans la plage de concentrations d'étude (entre 0 et 30%_m), confirment que les valeurs enregistrées restent précises et compatibles avec la précision du spectrophotomètre (figure 7). Cette figure montre la stabilité et la précision des mesures dans le temps pour les différentes concentrations. Les discontinuités (pics) sont dues aux bulles d'air qui traversent la cellule de mesure.

	297 nm	300 nm	315 nm	515 nm
$C_r = 2,5\%$	1,3%	1,6%	2,2%	2,5%
$C_r = 12,5\%$	13,7%	13,1%	12,6%	13,1%
$C_r = 17,5\%$	18,7%	18,3%	17,5%	18,0%
$C_r = 27,5\%$	28,1%	28,4%	28,0%	27,4%

Tableau 1 : Détermination de concentrations de solutions connues de MPG

Il a été ainsi vérifié que quelle que soit la concentration considérée, dans les limites du cadre d'étude, la valeur mesurée de la concentration en antigel reste fiable en restant dans la plage d'erreur permise par le dispositif. La procédure est donc validée.

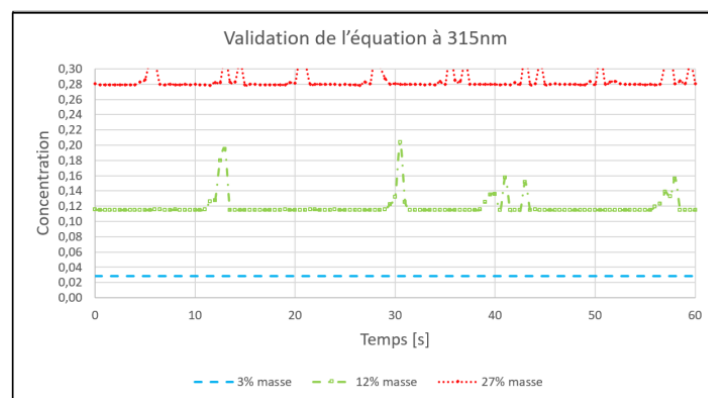


Figure 7 : stabilité des mesures au cours du temps en écoulement

5. Conclusion

Dans cette communication, la faisabilité des mesures de concentration des solutions d'antigel au MPG a été examinée pour des applications sur les boucles de réfrigération de coulis de glace. La méthode est concluante et fiable. Les longueurs d'onde 315 et 515 nm ont été identifiées pour obtenir des mesures plus précises. La concentration en MPG peut être déterminée avec une précision de mesure de l'ordre de 0,5%_m (écart entre valeurs mesurée et réelle).

L'étape suivante sera d'adapter le dispositif sur une boucle réelle de distribution de coulis. Il faudra ensuite éprouver ce système dans des conditions réelles. Un des points de vigilance sera de garantir un bon prélèvement en ligne d'uniquement la phase liquide du coulis de glace. Le taux de glace déterminé sera ensuite confronté aux résultats obtenus par des mesures plus classiques à partir de la mesure de température et de masse volumique.

6. Références

- [1] P. W. Egolf, Y. A. Kitanovski, D. Ata-Caesar, D. Vuarnoz and F. Meili, Cold storage with ice slurries, *International Journal of Energy Research*, 32 (2008), 187-203.
- [2] V. Langlois, W. Gautherin, J. Laurent, L. Royon, L. Fournaison, A. Delahaye, X. Jia. Ultrasonic determination of the particle concentration in model suspensions and ice slurry, *International Journal of Refrigeration*, 34-8 (2011), 1972-1979.
- [3] A. Hales, G. Quarini, G. Hilton, D. Ash, E. Lucas, D. McBryde, X. Yun. Ice fraction measurement of ice slurries through electromagnetic attenuation. *International Journal of Refrigeration*, 47 (2014), 98-104.
- [4] D. Edelin, *Etude des transferts de masse et de chaleur dans les écoulements de coulis de glace*, thèse de doctorat, (2014), UNAM-Oniris.
- [5] T.S. Evans, *Technical Aspects of Pipeline Pigging with Flowing Ice Slurries*. Ph.D. thesis (2007), University of Bristol.
- [6] Dominique Di Benedetto, Philippe Breuil. Spectrophotométrie d'absorption dans l'ultraviolet et le visible. *Techniques de l'ingénieur*, (2007). <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/42390210-spectrometries/download/p2795/spectrophotometrie-d-absorption-dans-l-ultraviolet-et-le-visible.html> (accès le 06 /11/2018).
- [7] Legrand, Maurice. Spectrophotométrie d'absorption dans l'ultraviolet, le visible et l'infrarouge. *Techniques de l'ingénieur*, (2007). <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire.10.01.1982>. (accès le 06 15, 2018).
- [8] Amokrane Boufares, Elise Provost, Didier Dalmazzone, Véronique Osswald, Pascal Clain, Anthony Delahaye, Laurence Fournaison, Kinetic study of CO₂ hydrates crystallization: Characterization using FTIR/ATR spectroscopy and contribution modeling of equilibrium/non-equilibrium phase-behavior, *Chemical Engineering Science*, Volume 192, 2018, Pages 371-379.
- [9] Prajesh Prajapati, Vipul Vaghela, Deepak Rawtani, Harshad Patel, Jasmin Kubavat, Dharmendra Baraiya, azeotropic mixture used for development and validation of Lornoxicam in bulk and its tablet dosage form by spectrophotometric method, *Journal of Pharmaceutical Analysis*, Volume 2, Issue 4, (2012), Pages 306-309,
- [10] Yingzhong Yu, Denis Clodic, Leak flow rate of MAC systems and components “ Laboratory tests, fleet tests and correlation factor, *International Journal of Refrigeration*, Volume 33, Issue 7, (2010), Pages 1465-1477,
- [11] V. Chégnimonhan, C. Josset, H. Peerhossaini, Ice slurry crystallization based on kinetic phase-change modeling, *International Journal of Refrigeration*, 33 (2010),1559-1568

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Laboratoire de Thermique et Énergie de Nantes.

Etude d'une chaîne de mesure pour la caractérisation thermique de couches minces – Impact sur l'estimation de paramètres sur données synthétiques dans un cas simplifié.

Sébastien PEILLON^{1,2*}, Yvan CUMINAL¹, Christophe RODIET^{1,2}

¹Institut d'Electronique et des Systèmes (IES – UMR 5214, CNRS)
 Université de Montpellier, Bâtiment 5, 860 Rue St-Priest, 34090 Montpellier

²EPF Montpellier, 21 Boulevard Berthelot, 34000 Montpellier

* (auteur correspondant : sebastien.peillon@epfedu.fr)

Résumé - Ce papier s'intéresse aux dégradations induites sur le signal de température par la chaîne de mesure lors de la caractérisation thermique de couches minces diélectriques. Après modélisation et optimisation de la chaîne de mesure, il sera montré que son influence n'est pas négligeable dans certains cas, principalement du fait des hautes-fréquences contenues dans le signal. Une analyse de sensibilités aux paramètres électrothermiques ainsi qu'une estimation de la conductivité thermique effective couplée à une méthode de Monte-Carlo pour l'obtention des propriétés statistiques sur données bruitées sont également proposées. Enfin, il sera illustré qu'une phase du signal est moins sensible aux biais liés au choix du modèle thermique tricouche.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	$\epsilon_{relative}$	erreur relative, %
C	capacité électrique du condensateur, F	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
C_p	capacité calorifique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	φ	densité de flux de chaleur, $W.m^{-2}$
E	tension batterie, V	Φ	transformée de Laplace du flux de chaleur
e	épaisseur, m	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
E_f	Effusivité, $J.K^{-1}.m^{-2}.s^{-1/2}$	σ	écart-type
f	fréquence, Hz	τ_{laser}	temps d'impulsion laser, s
h	coefficient de transfert de chaleur par conduction-convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$	τ_{cond}	temps de conduction thermique (e^2/a), s
k	sensibilité	θ	transformée de Laplace de la température
L	transformée de Laplace	<i>Indices et exposants</i>	
P	Puissance, W	<i>calc</i>	calculé
p	variable de Laplace	<i>éq</i>	équivalent
Q	quantité de chaleur, J	<i>exp</i>	expérimental
R	résistance électrique, Ω	<i>f</i>	film
S	surface, m^2	<i>max</i>	maximale
T	température, $^{\circ}C$	<i>mc</i>	mode commun
t	temps, s	<i>r</i>	ruban
U, V	tensions électriques, V	<i>s</i>	substrat
Z	Impédance électrique dans l'espace de Laplace, Ω	<i>v</i>	variable
<i>Symboles grecs</i>		<i>*</i>	valeur réduite
α	coefficient de température, K^{-1}	\circ	valeur nominale
$\epsilon_{absolue}$	erreur absolue	p	valeur commune des résistances du pont de Wheatstone (R_r, R_2, R_3, R_4)

1. Introduction

Les applications des couches minces sont de plus en plus diversifiées et prépondérantes dans l'industrie. On les retrouve ainsi pour le transfert de puissance (lignes électriques), dans les composants électroniques (transfert de courant, dissipateurs thermiques, ...), les capteurs, en tant que couches de protection (anti-corrosion, frottements, ...) ou bien encore pour des systèmes techniques tels que les cellules photovoltaïques. Ces applications variées appellent à bien connaître les propriétés des couches minces utilisées. D'une part afin d'optimiser leur efficacité dans les systèmes, mais également afin de connaître leur comportement, pouvant se révéler différent de celui des mêmes matériaux pris en utilisation bulk (matériaux épais, c'est-à-dire hors couches minces). Il est alors important de pouvoir les caractériser, notamment thermiquement pour certains usages (impact sur le rendement de conversion des cellules photovoltaïques pour n'en citer qu'un).

La difficulté tient alors au fait que leurs propriétés sont corrélées à leur microstructure, et donc à leur épaisseur. A cela s'ajoutent d'autres soucis expérimentaux pour la caractérisation thermique, tels que le caractère invasif des appareils de mesure conventionnels, la présence des résistances thermiques d'interface pouvant devenir non négligeable (entre capteur/film/substrat), la dégradation du ratio signal sur bruit (signal généralement d'amplitude faible) ou les temps de réponse thermique très courts du film mince. Ces réponses courtes impliquent de les

observer à des fréquences auxquelles matériels et composants électroniques se comportent différemment, avec une sensibilité dégradée, amenant à la mise en place de méthodes spécifiques pour la caractérisation de couches minces.

Parmi les plus connues d'entre elles, on peut compter la méthode 3ω (électrique), les méthodes FDTR et TDTR et la méthode flash (optiques) [1]. Bien que ces méthodes aient été régulièrement étudiées et améliorées du point de vue thermique, le dispositif mis en place pour la chaîne de mesure est peu abordé dans la littérature. Il est ainsi difficile d'identifier les paramètres optima pour la chaîne de mesure ou tout du moins de prendre en compte les détériorations du signal engendrées.

Une première approche de la prise en compte de l'impact de la chaîne de mesure sur l'estimation de paramètres sera ici mise en avant. Le développement d'une méthode de caractérisation thermique dite « hybride », utilisant une excitation par laser couplée à une mesure électrothermique, est ainsi poursuivie [2] [3]. Tout d'abord, le principe de fonctionnement de la méthode et la chaîne de mesure associée seront présentés, et une idée de la réponse fréquentielle du signal thermique d'une couche mince sera donnée (section 2). Dès lors, la modélisation du comportement thermique du film mince à caractériser sera abordé (section 3). Une étude de la sensibilité de différentes configurations du conditionneur de signal sera ensuite menée, et l'emploi d'une sonde différentielle discuté. La dégradation qui s'ensuit sur le signal thermique sera alors intégrée au modèle thermique, aboutissant à un modèle électrothermique (section 4) utilisé pour l'estimation de paramètres par méthode de Monte-Carlo. Ce modèle (en conditions bruité et non bruité) permettra de mettre en avant l'erreur réalisée lors de la non prise en compte de la chaîne de mesure en fonction de l'utilisation de différents matériels électroniques (section 5).

2. Présentation de la méthode de mesure et du problème associé

Afin d'être capable de déterminer la conductivité thermique effective λ_f d'un matériau en film mince, une méthode inverse est conjointement utilisée à la mesure de l'évolution de température d'un revêtement métallique opaque, déposé en surface du film mince à caractériser. Le système ainsi étudié est constitué d'un ruban métallique (aluminium $e_r = 100 \text{ nm}$, $\lambda_r = 120 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [4], $(\rho C_p)_r = 2.39 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$, dimensions en *Figure 1*) sur un film mince diélectrique à caractériser ($e_f = 2 \mu\text{m}$, $\lambda_f = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $(\rho C_p)_f = 2.41 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$), lui-même sur substrat (verre $e_s = 1 \text{ mm}$, $E f_s = 1406 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1/2}$), formant ainsi un tricouche. Le ruban métallique est relié à un pont de Wheatstone équilibré (cf. *Figure 1*), au sein duquel il fera office de résistance électrique. Après échauffement à l'aide d'une excitation laser brève ($\tau_{\text{laser}} = 6 \text{ ns}$ de type créneau sur 1 cm de diamètre), l'effet thermorésistif associé servira de transducteur pour déterminer la variation de température ΔT_r de ce dernier, induite par diffusion dans le tricouche. Une photodiode permettra de déterminer la forme temporelle de l'excitation laser.

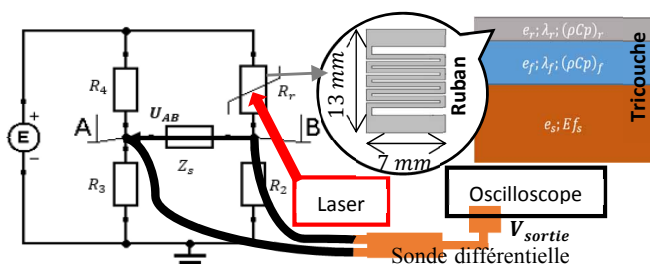


Figure 1 : Schéma de principe de la méthode expérimentale de caractérisation

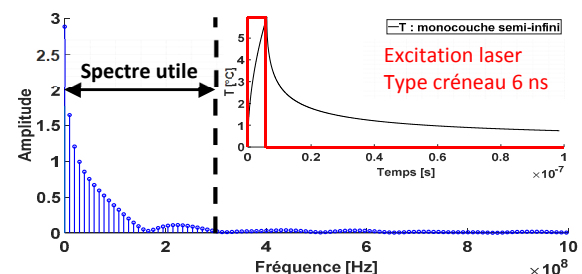


Figure 2 : FFT du signal thermique monocouche

La mesure de la variation de tension $U_{AB}(t)$ du pont de Wheatstone, affichée $V_{\text{sortie}}(t)$ à l'oscilloscope (cf. *Figure 1*) permet de remonter en première approximation (pour $\Delta T_{r,\text{max}}$ inférieure à $10 \text{ }^\circ\text{C}$) à la résistance du ruban R_r , puis à sa variation de température $\Delta T_r(t)$ grâce à la relation (avec $\alpha_r = 0.0039 \text{ K}^{-1}$ [5] [6]) :

$$R_r(T_r) = R_0(1 + \alpha_r \Delta T_r) = R_0 + \Delta R_r(T_r) ; \Delta T_r(t) = T_r(t) - T_r(t_0) \quad (1)$$

La chaîne de mesure (pont de Wheatstone, capteur/ruban et éventuellement une sonde de mesure) va induire une déformation de la réponse de l'échantillon observée via l'oscilloscope, engendrée par la dégradation en hautes-fréquences des performances du matériel électronique. Une décomposition en fréquences par transformée de Fourier rapide (FFT) d'une réponse thermique de film mince considéré comme milieu semi-infini (modélisation ayant le spectre le plus large – cf. section 3) a été réalisée (cf. *Figure 2*). La fréquence maximale permettant de reconstruire correctement le signal a été obtenue aux alentours de $f_{\text{max}} = 300 \text{ MHz}$. Il est alors question de déterminer les conditions dans lesquelles les erreurs induites par la chaîne de mesure deviennent non négligeables afin de la prendre en compte le cas échéant.

Le problème sera simplifié en considérant que les variations des résistances constituant le pont (autres que le ruban) sont négligeables (auto-échauffement par effet Joule et tolérance sur la valeur faibles). Elles seront également considérées comme des résistances pures, non inductives et non capacitives, au contraire de l'appareil de mesure (oscilloscope seul ou sonde) dont le comportement sera étudié en fréquences.

3. Modélisation thermique

La forme du signal électrothermique étant piloté par le modèle thermique utilisé (ΔT_r , cf. éq. (1)), il est primordial d'utiliser un modèle permettant de décrire correctement la réalité physique des évolutions de température, tout en faisant intervenir un nombre minimum de paramètres à estimer. On se propose ainsi dans cette section de comparer trois modèles différents (du plus complet au plus simple) pour déterminer la température de surface du ruban. Le premier tient compte de l'évolution de la température suivant l'épaisseur du ruban (éq. (2)), le second considère sa température moyenne (éq. (3)), et le dernier modélise le ruban comme un milieu isotherme (éq. (4)). Il est étudié le cas où les conditions expérimentales envisagées (largeur du ruban grande devant son épaisseur, flux de chaleur uniforme, temps d'étude suffisamment court devant le temps de conduction de l'échantillon) permettront de se placer en transfert de chaleur 1D instationnaire dans lequel les échanges globaux seront négligés. Le problème peut être modélisé sous la forme schématique quadripolaire suivante :

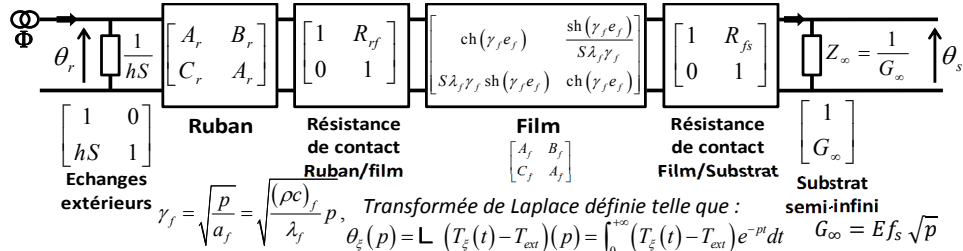


Figure 3 : Représentation quadripolaire de la diffusion de chaleur dans un milieu tricouche [3]

Concernant la résistance thermique d'interface présente entre les différentes couches (dû au désaccord de maille, à la rugosité, au procédé de dépôt, ...), il a été montré que dans le cadre des conditions précédentes, il était possible de s'affranchir de la connaissance de la résistance film/substrat R_{fs} [2]. Ainsi, le transfert thermique dans le tricouche, dans le cas d'un ruban « mur » où les coefficients du ruban sont analogues à ceux du film (cf. Figure 3), s'écrit alors (avec $R_{rf} = 10^{-8} K \cdot W^{-1}$ pour les simulations, influence non étudiée ici – cf. [2]) :

$$\text{Modèle } \theta_M : \quad \theta_r(p) = \frac{A_r A_f + K_r C_f + G_{\infty} (A_r B_f + K_r A_f)}{C_r A_f + C_f (C_r R_{rf} + A_r) + G_{\infty} [B_f C_r + A_f (C_r R_{rf} + A_r)]} \Phi(p) \text{ avec } K_r = A_r R_{rf} + B_r \quad (2)$$

Dans le cas où la température moyenne du ruban est considérée, les coefficients de l'éq. (2) auront pour forme :

$$\text{Modèle } \theta_m : \quad A_r = \frac{\sinh(\gamma_r e_r)}{\gamma_r e_r} ; B_r = \frac{(\cosh(\gamma_r e_r) - 1)}{\lambda_r \gamma_r^2 e_r} ; C_r = \lambda_r \gamma_r \sinh(\gamma_r e_r) \quad (3)$$

En modélisant le ruban par une capacité pure (milieu isotherme), le modèle dégénère sous la forme suivante :

$$\text{Modèle } \theta_c : \quad \theta_r(p) = \frac{A_f + R_{rf} C_f + G_{\infty} (B_f + A_f R_{rf})}{C_r A_f + C_f (C_r R_{rf} + 1) + G_{\infty} [B_f + A_f (C_r R_{rf} + 1)]} \text{ avec ici } C_r = \rho_r C_p e_r \quad (4)$$

En réalisant une inversion numérique de Laplace par un algorithme de De Hoog [7], on aboutit aux modèles thermiques dans l'espace temporel, respectivement " T_M ", " T_m " et " T_c ". La Figure 4 permet de comparer les biais de modèles associés à la modélisation " T_c " et " T_m ", tandis que la Figure 5 permet d'illustrer la sensibilité à la présence du substrat en comparant le modèle tricouche " T_m " aux modèles bicouches (ruban sur film) et monocouche (film seul) - différenciation notable dès 25 ns. A partir de ces deux figures, il apparaît donc préférable d'effectuer les estimations lors de la relaxation car la sensibilité aux biais de modèles y est réduite.

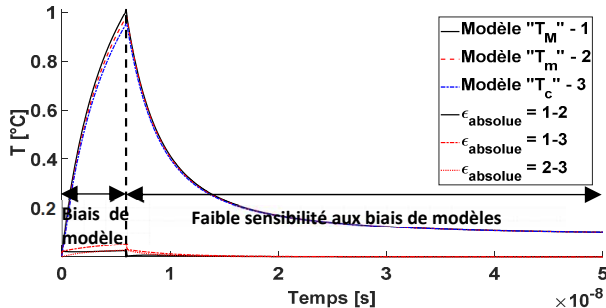


Figure 4 : Thermogrammes des modèles tricouches

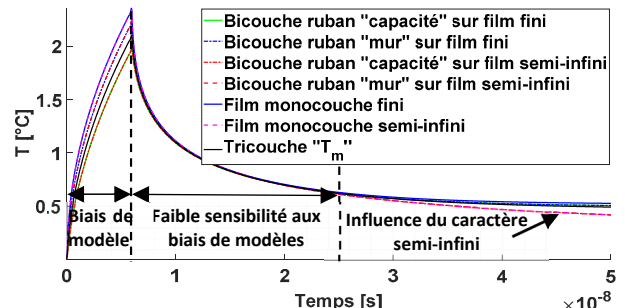
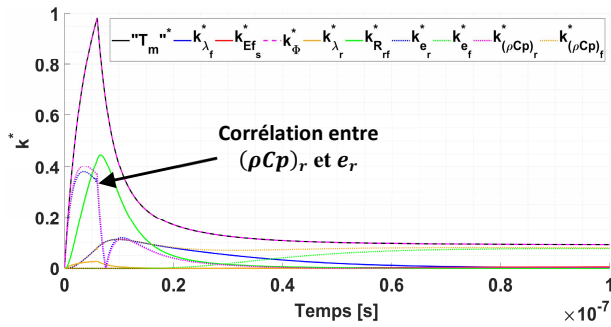
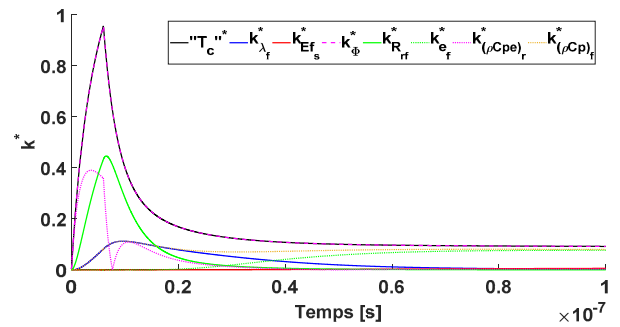


Figure 5 : Synthèse comparative des thermogrammes de divers modèles thermiques

La sensibilité aux paramètres thermiques $[k_{\beta_j}^*]_{ij} = \beta_j^{\circ} \frac{\partial T(t_i)}{\partial \beta_j}$ (paramètres β_j en légende des figures concernées avec β_j° leur valeur nominale) a été étudiée pour les modèles " T_c " et " T_m " et représentée en Figure 6 et Figure 7. Une corrélation entre $(\rho C p)_r$ et e_r est observée pour le modèle " T_m ", alléguant l'intérêt du modèle capacitif dans lequel on retrouve le groupement de ces deux termes. Ce dernier a en outre pour avantage d'avoir deux paramètres de moins à déterminer (λ_r et e_r), permettant de réduire théoriquement la variance sur les paramètres à estimer.


 Figure 6 : Sensibilités réduites aux paramètres du modèle "T_m"

 Figure 7 : Sensibilités réduites aux paramètres du modèle "T_c"

4. Modélisation de la chaîne de mesure

4.1. Optimisation du pont de Wheatstone et capteur associé

Expérimentalement, la variation de température du ruban (cf. section 3) est obtenue grâce à un pont de Wheatstone équilibré, permettant de bénéficier de plusieurs avantages inhérents aux méthodes de mesure différentielles, tels qu'annuler la tension d'offset - et obtenir ainsi la pleine échelle sur l'oscilloscope - et minimiser la problématique de saturation et d'écrêtage du signal. Par ailleurs, l'influence des effets des comportements non idéaux des résistances (capacitifs et inductifs) dû aux hautes fréquences seront également réduits. De plus, certaines grandeurs d'influence sont compensées, comme les variations de l'alimentation (non stable en hautes-fréquences et sensible aux bruits électromagnétiques). Enfin, il peut être important d'optimiser la sensibilité du pont à la variation de la résistance du ruban R_r , afin d'améliorer le rapport signal sur bruit expérimental.

Le pont est illustré en *Figure 1*, où $R_r(t) = R_0 + \Delta R(t)$ (cf. éq. (1)) est la résistance du ruban (barrée sur le schéma). La tension $U_{AB}(t)$ peut être définie dans l'espace de Laplace par :

$$\mathfrak{U}_{AB}(p) = \frac{E Z_{shunt}(p)(R_3 Z_r(p) - R_4 R_2)}{Y(p).(R_3 + R_4)(Z_r(p) + R_2)} \text{ où } Y(p) = Z_{shunt}(p) + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} + \frac{Z_r(p) R_2}{Z_r(p) + R_2} \quad (5)$$

Z_{shunt} étant l'impédance d'entrée de l'appareil de mesure dont l'impact sera étudié en section 4.2 :

$$Z_{shunt}(p) = \frac{R_{eq}}{1 + R_{eq} C_{eq} p} \quad (6)$$

Afin d'étudier l'importance de la méthode d'équilibrage du pont, la sensibilité $k_{\Delta R}$ du pont à la tension différentielle U_{AB} définie par $k_{\Delta R} = \frac{\partial U_{AB}}{\partial \Delta R}$ est étudiée dans différentes configurations présentées en *Figure 8* (avec R_v les résistances dont on fait varier les valeurs lors de l'étude, $E = 1V$ jouant le simple rôle de coefficient multiplicateur de sensibilité, et une résistance de shunt supposée infiniment grande devant les autres résistances). Les courbes associées sont affichées en *Figure 9*.

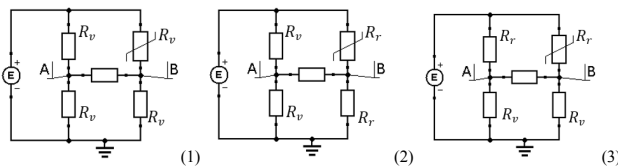
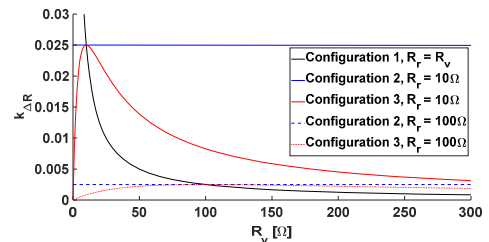


Figure 8 : Configurations de pont étudiées (configurations 1, 2, et 3)


 Figure 9 : Etude de sensibilité $k_{\Delta R}$ du pont

En observant la *Figure 9*, un optimum de sensibilité est trouvé lorsque toutes les résistances du pont R_p sont de même valeur ($R_p = R_r$) et maximisé lorsque $R_p = 0$. Cependant il est à noter que cela ne prend pas en compte la puissance limitée que le générateur peut fournir ($P = U^2/R$), ainsi que l'auto-échauffement des résistances. De plus, les résistances fixes du pont supportent une puissance admissible limitée (de l'ordre de 10~30 W).

L'amélioration de la sensibilité du pont en diminuant la valeur globale des résistances est aussi limitée par des considérations thermiques, dont la modélisation par des transferts 1D (cf. section 3) qui nécessite que le capteur/ruban respecte certaines contraintes (métallique, τ_{cond_r} tel que le ruban soit faiblement intrusif sur la mesure, large surface pour hypothèse 1D, ...) fixant sa géométrie (dont l'une est présentée en *Figure 1*) et par conséquent sa résistance R_0 . Les études menées jusqu'ici (simulations électrothermiques par éléments finis et mesures électriques type 4 fils) permettent d'envisager des valeurs de R_0 allant de 10 à 100 Ω , constituant ainsi les cas qui seront présentés.

Dans la suite de ce papier, le pont de Wheatstone sera toujours traité avec la configuration 1 (cf. *Figure 8*). Il est fait remarquer que l'influence de la résistance interne du générateur, bien que non intégrée aux modèles présentés dans un souci de simplification et de place, dégrade elle-aussi la sensibilité du pont.

4.2. Influence de l'appareil de mesure

Il reste à modéliser l'impact de l'appareil de mesure pour aboutir au signal observé V_{sortie} (cf. *Figure 1*) (hors influence du Convertisseur Analogique Numérique qui ne sera pas traitée). Le comportement de l'impédance d'entrée des appareils de mesure a été modélisé (éq. (6)) avec $R_{\acute{e}q}$ et $C_{\acute{e}q}$ - respectivement la résistance et la capacité électrique du condensateur équivalentes, données par le constructeur. Il est important que $R_{\acute{e}q}$ soit très grande devant les valeurs des résistances constituant le pont, afin d'augmenter la sensibilité de ce dernier (cette influence n'est pas présentée ici) et diminuer la déformation du signal due à une impédance de shunt non infinie vis-à-vis des R_p . Cependant en hautes-fréquences, il est aussi important que l'appareil de mesure soit faiblement capacitif ($C_{\acute{e}q}$). Il sera discuté ici de la pertinence d'utilisation d'une sonde différentielle (Tektronix TDP3500) adaptée aux hautes-fréquences, de mesure (Tektronix TPP0500b – moins performante en hautes-fréquences que la première), ou d'un oscilloscope seul (exemple du MSO5 de Tektronix). La différenciation entre ces appareils, outre leurs valeurs initiales de $R_{\acute{e}q}$ et $C_{\acute{e}q}$ respectives, se fera sur leur bande-passante et donc la dégradation de leurs caractéristiques. D'autre part, dans le cas d'utilisation de sondes, aux phénomènes précédents s'ajoute à la tension différentielle U_{AB} la contribution de l'amplification de la tension de mode commun, plus ou moins rejetée efficacement selon l'appareil utilisé et sa gamme de fréquence supportée. Ainsi, la tension $V_{sortie}(t)$ en sortie de l'appareil de mesure dans le cas d'une sonde admet pour expression dans l'espace de Laplace :

$$V_{sortie}(p) = \mathfrak{U}_{AB}(p) \left(1 + \frac{1}{TRMC(p)} \frac{\mathfrak{U}_{mc}(p)}{\mathfrak{U}_{AB}(p)} \right) \quad (7)$$

Avec $TRMC(p)$ le taux de réjection de mode commun de la sonde (performances dépendantes de la fréquence du signal mesuré) dans l'espace de Laplace, et $\mathfrak{U}_{mc}(p)$ la tension de mode commun dans l'espace de Laplace :

$$\mathfrak{U}_{mc}(p) = \frac{E[(2R_3(Z_r(p)+R_4+Z_{shunt}(p))+R_4Z_{shunt}(p))R_2+Z_r(p)R_3Z_{shunt}(p)]}{R_2[(2Z_r(p)+2R_4+2Z_{shunt}(p))R_3+2R_4(Z_r(p)+Z_{shunt}(p))]+2Z_r(p)[(R_4+Z_{shunt}(p))R_3+R_4Z_{shunt}(p)]} \quad (8)$$

Une inversion numérique de Laplace par un algorithme de De Hoog [7] appliquée à éq. (7) permet l'obtention de la tension en sortie de l'appareil. La *Figure 10* et la *Figure 11* mettent en évidence, respectivement pour $R_p = 10 \Omega$ et $R_p = 100 \Omega$, la déformation du signal électrothermique selon l'appareil utilisé (un modèle tricouche "T_m" – cf. section 3 – a été utilisé pour la modélisation thermique de ΔT_r (éq. (1))) et sans tension de mode commun.

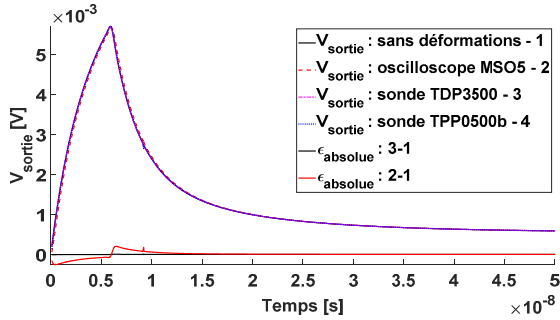


Figure 10 : V_{sortie} vue par différents appareils de mesure, $R_p = 10 \Omega$, tricouche "T_m"

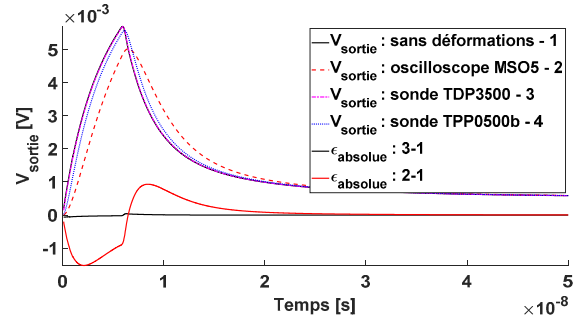


Figure 11 : V_{sortie} vue par différents appareils de mesure, $R_p = 100 \Omega$, tricouche "T_m"

Il est à noter que le signal est d'autant plus déformé que les valeurs des résistances du pont de Wheatstone sont grandes. L'erreur mise en évidence en *Figure 10* par la courbe d'erreur « $\epsilon_{absolue} 2 - 1$ », représentant l'écart entre le signal non déformé et celui mesuré par l'oscilloscope, bien que semblant négligeable, impliquera tout de même une erreur sur l'estimation de λ_f de l'ordre de 5% (cf. section 5). Faute de données constructeur suffisantes, l'effet de la tension de mode commun ne sera illustré en *Figure 12* que pour la sonde TDP3500. Le comportement en fréquence du TRMC de la sonde (disponible sur le document constructeur) est alors modélisé par une formule de forme analogue à éq. (6) (cf. encart *Figure 12*). A défaut de comparaison, il est rappelé que cette sonde est adaptée aux hautes-fréquences et donc que cet effet peut être plus prégnant avec d'autres appareils de mesure.

Soit $\left[k_{\beta_j}^* \right]_{ij} = \beta_j \frac{\partial U_{AB}(t_i)}{\partial \beta_j}$ la sensibilité aux paramètres thermoélectriques (liste des paramètres β_j en légende de la *Figure 13*, avec β_j^0 les valeurs nominales des paramètres). Une analyse de sensibilité a été réalisée pour chaque appareil de mesure. Par faute de place, seule celle pour l'oscilloscope est présentée ici (cf. *Figure 13*). Il en sort une sensibilité importante à $C_{\acute{e}q}$. Cette valeur est moitié moins importante dans le cas de la sonde TPP0500b et encore moins pour la TDP3500. La sensibilité à λ_f ne change cependant pas entre les différents appareils, et la même corrélation est chaque fois observée entre E et α_r (cf. encart en *Figure 13*). L'analyse de sensibilité à $R_{\acute{e}q}$ permet aussi de s'assurer que la résistance de shunt de l'appareil est suffisamment élevée (dans le cas contraire, la courbe associée est d'amplitude plus grande).

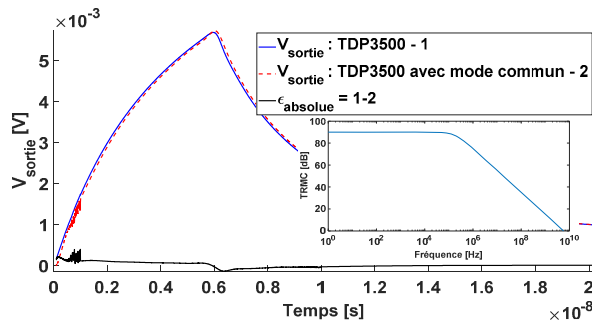
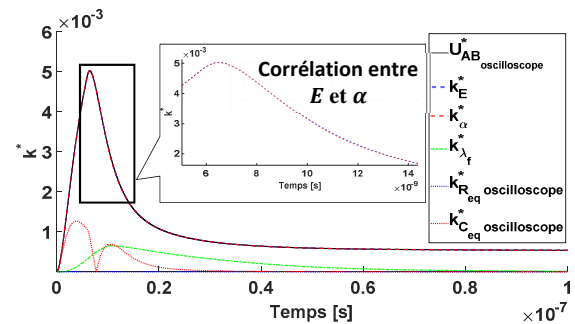

 Figure 12 : V_{sortie} avec et sans tension de mode commun, $R_{pont} = 100 \Omega$, tricouche "T_m" (TDP3500)


Figure 13 : Sensibilités réduites aux paramètres du modèle électrothermique (MSO5)

5. Estimation de paramètres

Les estimations réalisées sont basées sur une méthode des moindres carrés associée à un algorithme de descente de type Levenberg-Marquardt régularisé [8]. Il est cherché à minimiser la somme des écarts quadratiques entre tension mesurée expérimentalement V_{exp} (synthétique ici) et tension calculée V_{calc} (β étant le vecteur paramètre à estimer), toutes deux issues de l'expression en éq. (5) :

$$J(\beta) = \sum_{k=k_1}^{k_2} (\Delta V_{exp}(t_k) - \Delta V_{calc}(t_k, \beta))^2 \Rightarrow \hat{\beta} = \arg \min_{t \in [t_{ini}; t_{fin}]; \beta} (J(\beta)); \beta = (\lambda_f; \varphi) \quad (9)$$

L'estimation $[t_{ini}; t_{fin}]$ est réalisée sur la phase de relaxation du signal afin de réduire la sensibilité aux biais de modèle (cf. Figure 4). Le temps initial t_{ini} est défini comme le temps au maximum du signal électrothermique, tandis que le temps de fin d'étude t_{fin} sera limité à $1 \mu s$ (condition de transfert thermique 1D et substrat semi-infini). Les simulations sont réalisées sur signal bruité et non bruité (bruit gaussien de moyenne nulle et d'écart-type σ_B à 1% de l'amplitude maximale du signal électrothermique), où les cas limites $R_p = 10 \Omega$ et $R_p = 100 \Omega$ sont chaque fois étudiés. La méthode de Monte-Carlo permet d'étudier les vraies performances (propriétés statistiques) des estimations réalisées en tenant compte de celles de l'algorithme d'estimation. Ainsi, les écarts-types σ_{MC} sur λ_f sur données bruitées pourront être comparés à ceux obtenus théoriquement par $\sigma_{th} = \sigma_B (\mathbf{k}^t \mathbf{k})_{1,1}^{-1/2}$, avec \mathbf{k} la matrice de sensibilité telle que $[k_{\beta_j}]_{ij} = \frac{\partial V_{calc}(t_i)}{\partial \beta_j}$ et $(\mathbf{k}^t \mathbf{k})_{1,1}^{-1/2}$ le facteur d'amplification du bruit.

Dans une première partie (cf. 5.1 et 5.2), les modèles électrothermiques utilisés pour la génération du signal expérimental et d'estimation sont basés uniquement sur le modèle tricouche "T_m" - cf. éq. (3). L'attention se portera alors uniquement sur l'impact de la chaîne de mesure (sonde TDP3500 ou TPP0500b ou oscilloscope MSO5 seul). Le signal désigné comme « référence » est mesuré avec une résistance de shunt considérée infinie (signal électrothermique sans déformation autre que celle due au pont de Wheatstone – cf. section 4.1). Dans une seconde partie (cf. 5.3 et 5.4), il sera considéré des signaux électrothermiques expérimentaux synthétiques pilotés par le modèle tricouche "T_m", tandis que le modèle d'estimation sera cette fois basé sur le modèle tricouche "T_c", cela afin d'observer les biais de modèles thermiques (cf. section 3).

5.1. Influence de la chaîne de mesure : signaux expérimentaux synthétiques non bruités

Modèle : expérimental / estimation	R_p [Ω]	λ_f estimée [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	$(\mathbf{k}^t \mathbf{k})_{1,1}^{-1/2}$	$\epsilon_{relative}$ [%]
Référence / Référence	10	100.00	17.34	0.00
	100	100.00	17.34	0.00
TDP3500 / TDP3500	10	99.99	33.89	0.01
	100	99.99	34.18	0.01
TDP3500 / Référence	10	99.92	33.45	0.08
	100	98.95	31.35	1.05
TPP0500b / TPP0500b	10	100.01	32.30	0.01
	100	100.00	34.04	0.00
TPP0500b / Référence	10	98.80	33.17	1.20
	100	88.26	27.85	11.74
Oscilloscope / Oscilloscope	10	100.00	34.04	0.00
	100	100.00	34.32	0.00
Oscilloscope / Référence	10	95.54	31.54	4.46
	100	67.26	18.78	32.74

 Tableau 1 : Estimation de λ_f sur données non bruitées, modèle "T_m"

Dans les cas où le même modèle est utilisé à la fois pour la génération du signal expérimental et pour l'estimation, il est remarqué le bon fonctionnement de l'algorithme (cellules grisées). Il est observé une dégradation des résultats pour un pont équilibré à 100Ω lorsque modèles expérimental et d'estimation sont

différents, liée à la sensibilité du pont et à l'effet de Z_{shunt} (cf. section 4). Les cas les plus remarquables sont ceux avec signal expérimental déformé par TPP0500b ou oscilloscope, et estimés à l'aide du modèle « référence ». L'erreur d'estimation commise approche les 33% dans le cas de l'oscilloscope, contre 12% avec TPP0500b. Enfin, on remarque que la sonde TDP3500, plus performante en hautes-fréquences, permet une erreur de 1% seulement.

5.2. Influence de la chaîne de mesure : signaux expérimentaux synthétiques bruités

Modèle : expérimental / estimation	R_p [Ω]	λ_f estimée [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	$\sigma_{th} / \sigma_{MC}$ [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	$\varepsilon_{relative}$ [%]
Référence / Référence	10	99.82	0.81 / 0.91	0.18
	100	99.80	0.79 / 0.82	0.20
TDP3500 / TDP3500	10	99.98	0.78 / 0.88	0.02
	100	99.96	0.78 / 0.80	0.04
TDP3500 / Référence	10	99.78	0.77 / 0.83	0.22
	100	98.92	0.62 / 0.91	1.08
TPP0500b / TPP0500b	10	99.89	0.81 / 0.77	0.11
	100	100.09	0.81 / 0.81	0.09
TPP0500b / Référence	10	98.62	0.70 / 0.71	1.38
	100	88.35	0.62 / 0.68	11.65
Oscilloscope / Oscilloscope	10	100.02	0.77 / 0.81	0.02
	100	100.02	0.68 / 0.70	0.02
Oscilloscope / Référence	10	95.54	0.73 / 0.77	4.46
	100	67.34	0.39 / 0.35	32.66

Tableau 2 : Estimation de λ_f sur données bruitées (10 000 points. Monte-Carlo : 100 échantillons), modèle " T_m "

Sur signaux bruités, le bon fonctionnement de l'algorithme lors de l'utilisation d'un même modèle pour l'estimation et la génération du signal expérimental est retrouvé. De plus, les erreurs sur signal non bruité (cf. *Tableau 1*) sont globalement du même ordre de grandeur, indiquant la robustesse de la méthode d'estimation utilisée. Enfin, notons la bonne adéquation entre σ_{th} et σ_{MC} ainsi que la faible sensibilité au bruit (reflétant le caractère bien posé du problème – réduction du modèle, algorithme et plage temporelle d'estimation).

5.3. Influence du modèle thermique : signaux expérimentaux synthétiques non bruités

Il est étudié maintenant les biais de modèle thermique en prenant un signal expérimental électrothermique basé sur un modèle " T_m ", avec comme modèle d'estimation un modèle électrothermique basé sur " T_c " – cf. section 3.

Modèle : expérimental / estimation	R_p [Ω]	λ_f estimée [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	$(k^t k)_{1,1}^{-1/2}$	$\varepsilon_{relative}$ [%]
Référence (T_c) / Référence (T_c)	10	100.02	27.89	0.02
	100	99.98	32.01	0.02
Référence (T_m) / Référence (T_c)	10	99.99	33.18	0.01
	100	100.00	33.21	0.00
TDP3500 (T_m) / Référence (T_c)	10	99.92	30.44	0.08
	100	98.75	28.55	1.25
TPP0500b (T_m) / Référence (T_c)	10	98.76	26.80	1.25
	100	88.30	29.96	11.70
Oscilloscope (T_m) / Référence (T_c)	10	95.41	29.99	4.59
	100	67.23	18.69	32.77

Tableau 3 : Estimation de λ_f sur données non bruitées, modèles " T_c " et " T_m "

Les biais de modèles thermiques apparaissent faibles car les résultats sont proches de ceux obtenus en *Tableau 1*. Ces biais sont négligeables du fait de réaliser l'estimation sur la phase de relaxation du signal (cf. *Figure 4*).

5.4. Influence du modèle thermique : signaux expérimentaux synthétiques bruités

Modèle : expérimental / estimation	R_p [Ω]	λ_f estimée [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	$\sigma_{th} / \sigma_{MC}$ [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	$\varepsilon_{relative}$ [%]
Référence (T_c) / Référence (T_c)	10	99.83	0.53 / 0.79	0.17
	100	99.68	0.52 / 0.98	0.32
Référence (T_m) / Référence (T_c)	10	99.81	0.71 / 0.85	0.19
	100	99.89	0.79 / 0.81	0.11
TDP3500 (T_m) / Référence (T_c)	10	99.88	0.65 / 0.80	0.12
	100	99.06	0.10 / 0.73	0.94
TPP0500b (T_m) / Référence (T_c)	10	98.73	0.61 / 0.71	1.27
	100	88.24	0.65 / 0.54	11.76
Oscilloscope (T_m) / Référence (T_c)	10	95.62	0.75 / 0.83	4.38
	100	67.29	0.39 / 0.34	32.71

Tableau 4 : Estimation de λ_f sur données bruitées, modèles " T_c " et " T_m " (10 000 points. Monte-Carlo : 100 échantillons)

De nouveau, les estimations sont similaires à celles réalisées en première partie (cf. *Tableau 2*). Il est donc mis en évidence le faible taux d'erreurs lié aux biais de modèles thermiques entre modèles " T_m " et " T_c " ainsi que la faible sensibilité au bruit grâce au choix d'estimer sur la phase de relaxation de la réponse thermique du système. De plus, à titre illustratif, en *Figure 14* est synthétisé l'influence de la chaîne de mesure sur les valeurs à estimer en fonction des différents appareils utilisés. Visuellement proches, il est difficile de discriminer de visu une estimation comportant une erreur, même celle atteinte de 33%. L'un de ces résultats est illustré en *Figure 15* sur la courbe expérimentale bruitée – erreur de 12% –, rendant plus difficile encore la « détection visuelle » d'erreur d'estimation. Ces résultats mènent donc finalement ici vers l'usage de la TDP3500 et un modèle thermique " T_c ".

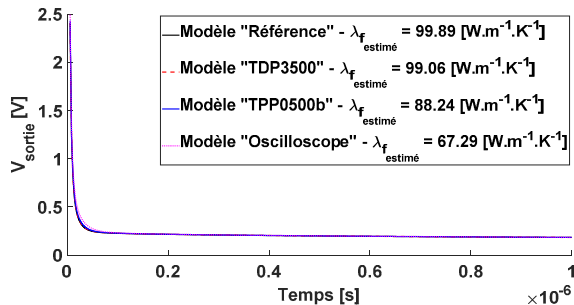


Figure 14 : Représentation courbes estimées, issus des résultats du tableau 4, (Modèle d'estimation « Référence (T_c) » et $R_p = 100 \Omega$)

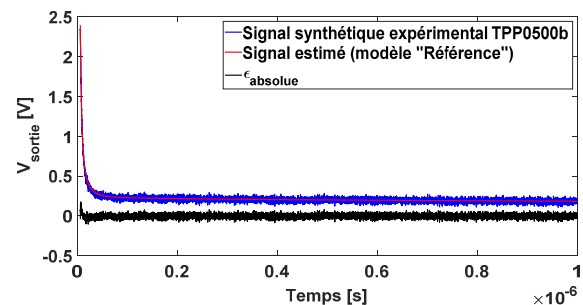


Figure 15 : Résultats d'estimation à $\lambda_f = 88.24 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $R_p = 100 \Omega$ (TPP)

6. Conclusion

Dans ce papier, une première approche des biais sur l'estimation de paramètres causés par la chaîne de mesure et des modèles thermiques d'une méthode de caractérisation thermique de couches minces diélectriques est faite. Ainsi, l'association d'un pont de Wheatstone couplé à la réponse en fréquence de différents appareils de mesure (sonde différentielle, sonde de mesure ou oscilloscope) a été modélisée, aboutissant à un modèle électrothermique prenant en compte le comportement thermique d'un échantillon tricouche capteur/film/substrat. Une étude de sensibilité a permis d'observer qu'un optimum du pont est trouvé lorsque les quatre résistances constituant ce dernier sont de même valeur. Cependant, plus ces résistances sont élevées, plus la chaîne de mesure est sensible aux imperfections de l'appareil de mesure utilisé. Cette dernière est donc amenée à dégrader considérablement la justesse de l'estimation de paramètres (plus encore avec la tension de mode commun, non prise en compte ici), et une attention particulière doit lui être portée lors de toutes mesures, notamment lors de l'utilisation d'équipements non dédiés à la mesure en hautes-fréquences (300 MHz). Il a ainsi été montré une erreur atteignant 33% sur l'estimation du paramètre λ_f dans le cas d'un tel équipement. On peut donc préconiser l'emploi d'une sonde différentielle, dont les performances sont meilleures en hautes-fréquences. Ses performances doivent néanmoins être étudiées afin de la dimensionner conformément au signal attendu. Bien que cela n'ait pas été montré ici afin de démontrer l'influence de la chaîne de mesure, il est cependant possible d'utiliser un critère d'optimisation [3] permettant de régulariser le problème d'inversion. Enfin, les erreurs causées par le choix du modèle thermique tricouche selon la modélisation choisie pour le capteur (« capacitif » ou « mur ») ont également été abordées et ont abouti au choix d'un modèle « capacitif » afin de réduire le nombre de paramètres inconnus et de s'affranchir de la corrélation entre la capacité calorifique et l'épaisseur du ruban. Pour finir, afin de minimiser les biais de modèles ainsi que la sensibilité au bruit de mesure, il est préconisé de réaliser l'estimation lors de la relaxation du signal.

Références

- [1] D.Zhao, X.Qian *et al*, «Measurement techniques for thermal conductivity and interfacial thermal conductance of bulk and thin film materials,» *Journal of Electronic Packaging*, vol. 138, 2016.
- [2] C.Rodiet, Y.Cuminal et A.Foucaran, «Développement et optimisation d'une méthode de caractérisation thermique de couches minces par technique électrothermique sur données synthétiques,» *SFT Congrès Français de Thermique*, 2017.
- [3] C.Rodiet, Y.Cuminal et A.Foucaran, «Etude d'une méthode de caractérisation thermique de couches minces par technique opto-électro-thermique sur données synthétiques,» *SFT Congrès Français de Thermique*, 2018.
- [4] A.J.Schmidt, R.Cheaito *et al*, «Characterization of thin metal films via frequency-domain thermoreflectance,» *Journal of Applied Physics*, 2010.
- [5] F.Aviles, O.Ceh *et al*, «Physical properties of AU and Al thin films measured by resistive heating,» *Surface Review and Letters*, vol. 12, pp. 101-106, 2005.
- [6] A.Oliva et J.M.Lugo, «The physical properties of nanomaterials : a challenge in materials science,» chez *12th international conference on electrical engineering, computing science and automatic control*, 2015.
- [7] F.R.DeHoog, J.Knight *et al*, «An improved method for numerical inversion of laplace transforms,» *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, vol. 3, pp. 357-366, 1982.
- [8] P.E.Gill et W.Murray, «Algorithms for the solution of the nonlinear least-squares problems,» *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 15, pp. 977-992, 1978.

Identification expérimentale des réponses impulsives en sortie d'un échangeur à une variation de température d'entrée d'un des fluides

Waseem AL HADAD¹, Vincent SCHICK¹, Benoît PFORTNER¹, Denis MAILLET^{1*}

¹LEMETA, Université de Lorraine & CNRS

2, avenue de la forêt de Haye -BP 90161 -54505 Vandoeuvre cedex

*(auteur correspondant : denis.maillet@univ-lorraine.fr)

Résumé - Une perturbation de température à l'entrée d'un des deux fluides d'un échangeur de chaleur sensible peut être utilisée pour prédire les températures des sorties de chaque fluide si ses réponses impulsives sont connues. On identifie ici ces dernières à partir des mesures des températures d'entrée et de sortie d'un échangeur à plaques et à ailettes. Ceci permet de caractériser le système en régime dynamique et aussi d'accéder à l'efficacité de l'échangeur, à couple de débits donnés. Ce travail laisse également entrevoir une technique de détection en ligne de l'encrassement.

1. Introduction

Les transferts thermiques transitoires et conjugués (advection et diffusion) dans un système physique hétérogène composé de solides et de fluides en écoulement peuvent être modélisés en utilisant des fonctions de transfert. Ceci nécessite que plusieurs conditions soient remplies. Tout d'abord, l'équation de la chaleur, ainsi que ses conditions limites et d'interface, doivent être Linéaires avec des coefficients Invariants en Temps (LIT). Les propriétés thermophysiques des milieux constitutifs, ainsi que les champs de vitesse des fluides du système ne doivent dépendre ni de la température, ni du temps. Enfin, le champ de température initial peut être non uniforme, mais il doit alors correspondre à celui d'un régime permanent. A l'instant initial, le système est excité par une source transitoire unique (une puissance thermique ou une différence de température) qui doit être séparable, c'est-à-dire qu'elle doit pouvoir s'écrire comme le produit d'une fonction du temps par une fonction de l'espace. Si toutes ces conditions sont réunies, la réponse du système, en termes de variation de température ou de densité de flux, en tout point du système, s'écrit comme un produit de convolution entre la partie temporelle de la source et une réponse impulsive spécifique, c'est-à-dire une fonction de Green [1, 2]. Cette réponse impulsive est une fonction temporelle, qui est l'original d'une fonction de transfert qui s'écrit, elle, dans l'espace de Laplace.

Ce concept très général est appliqué ici à un échangeur de chaleur à deux fluides, pour lequel une perturbation de température est exercée et mesurée à l'entrée du fluide chaud, tandis que la réponse en température en sortie de chaque fluide est mesurée. Ces dernières sont liées par deux réponses impulsives correspondantes, Ces « transmittances » caractérisent le comportement de l'échangeur en des points d'observation du système. Chaque transmittance est identifiée expérimentalement à partir des mesures de la perturbation et de sa réponse. En pratique, l'estimation expérimentale (on parle aussi d'identification) d'une transmittance nécessite de résoudre un problème de déconvolution, c'est-à-dire de résolution d'un système d'équations linéaires dont la matrice et le membre de droite ne sont connus qu'approximativement. Ce type de problème est mal-posé par essence,

du fait de la présence de bruit dans la mesure des 2 températures. Donc une régularisation doit être effectuée afin d'estimer une distribution correcte de la transmittance correspondante.

Une fois les deux transmittances identifiées, le calcul de leurs intégrales temporelles permet de prédire le comportement permanent de l'échangeur et de calculer son efficacité. Si cette identification est répétée périodiquement, un changement significatif des transmittances, c'est-à-dire un comportement non LIT, pourrait permettre de détecter un changement d'état de l'échangeur, tel qu'un encrassement, à un instant antérieur à sa détection aux mêmes points d'observation en régime permanent. Ceci pourrait permettre l'élaboration d'une nouvelle technique de contrôle non destructif en ligne de ce type de système.

2. Banc expérimental et conditions opératoires

Un échangeur à plaques et ailettes à deux fluides du commerce a été utilisé. Il s'agissait d'un assemblage de trois plaques parallèles rectangulaires de 1 mm d'épaisseur (130 mm x 660 mm) en aluminium définissant deux canaux de sections 10 mm x 103 mm. Chacun de ces derniers était muni d'ailettes internes, et était traversé par un débit d'eau, en configuration d'écoulements co-courants (parallèle), voir la figure 1. Les deux canaux étaient munis d'ailettes internes et l'échangeur n'était pas isolé du milieu ambiant. Nous appelons ici respectivement \dot{m}_h et \dot{m}_c les débits chaud et froid et c_h et c_c les chaleurs spécifiques correspondantes.

L'entrée et la sortie de chaque fluide étaient reliés à un bain thermostaté à circulation qui permettait d'alimenter et d'évacuer le débit correspondant au travers d'une nourrice de distribution à quatre branches au sein d'un circuit fermé, voir la figure 2. Nous appelons $T_h(t)$ et $T_c(t)$ les températures des bains thermostatés. Celles-ci pouvaient être changées manuellement et arbitrairement dans le temps par l'opérateur. Quatre thermocouples gainés (type K), insérés dans les sections amont et aval de chaque nourrice, permettaient des mesures en continu des températures moyennes de mélange à l'entrée et à la sortie de chaque débit. Ces dernières sont appelées respectivement $T_{in}^h(t)$ et $T_{out}^h(t)$ pour le fluide chaud et $T_{in}^c(t)$ et $T_{out}^c(t)$ pour le fluide froid.

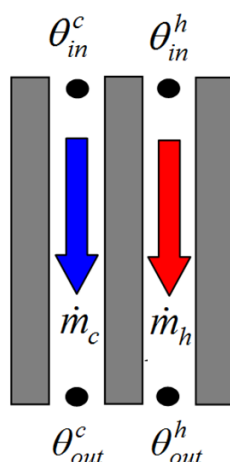


Fig. 1. Partie centrale de l'échangeur en mode co-courant.

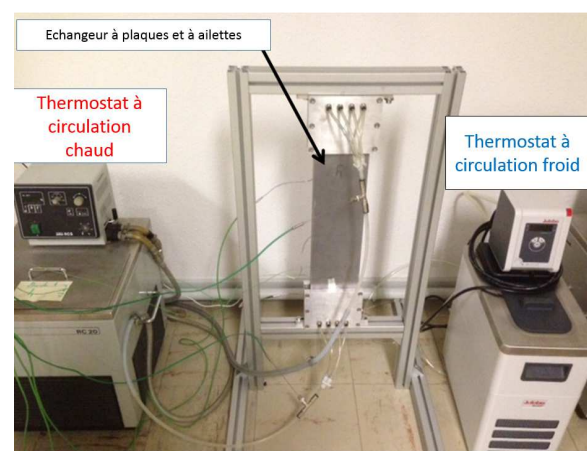


Fig. 2. Banc expérimental.

Avant le début de chaque expérience, les deux thermostats étaient réglés au même niveau de température $T_h = T_c = T_\infty$, où T_∞ est la température ambiante, et on attendait jusqu'à ce qu'un équilibre soit atteint pour les quatre températures d'entrée/sortie mesurées. Une fois cet équilibre atteint, c'est-à-dire lorsque les fluctuations des températures d'entrée atteignaient un niveau stable caractérisé par un écart type statistique constant, le niveau de la température d'entrée du fluide chaud était modifié manuellement à l'instant initial $t = 0$, tandis qu'on ne changeait pas celui du fluide froid qui restait fixé à son niveau initial. Les quatre températures ont été enregistrées à l'aide d'une centrale d'acquisition, avec un pas temporel Δt . On a donc suivi l'échauffement $\theta_{in}^h(t) = T_{in}^h(t) - T_{in}^h(0)$ à l'entrée du fluide chaud, qui constituait l'unique source de température de l'échangeur, tandis que l'autre source potentielle de température, la variation de la température d'entrée du fluide froid, $\theta_{in}^c(t) = T_{in}^c(t) - T_{in}^c(0)$, était maintenue à un niveau nul, grâce à la régulation assurée par le thermostat froid. Dans le présent travail expérimental, les variations des températures de sortie des deux fluides, $\theta_{out}^c(t) = T_{out}^c(t) - T_{out}^c(0)$ et $\theta_{out}^h(t) = T_{out}^h(t) - T_{out}^h(0)$, sont les seules réponses mesurées.

3. Procédure d'identification des réponses impulsionnelles

Si le champ des vitesses dans chacun des deux écoulements ainsi que les propriétés thermophysiques de chaque milieu (parois solides et fluides) ne varient pas en temps, le transfert de chaleur transitoire dans le banc représenté dans les figures 1 et 2, est du type LIT. Donc chaque réponse en température, $\theta_{out}^c(t)$ et $\theta_{out}^h(t)$, est un produit de convolution, noté ici '*', entre la source $\theta_{in}^h(t)$ de température et une réponse impulsionnelle correspondante notée H . Comme la source et chaque réponse ont les mêmes unités physiques (Kelvin), nous appellerons transmittance W ($H \equiv W$) cette dernière, voir [1, 3]. Cette transmittance est définie par l'équation suivante :

$$\theta_{out}^i(t) = W^i(t) * \theta_{in}^h(t) \quad \text{où } i = c \text{ ou } h \quad (1)$$

On explicite cette convolution sous forme intégrale:

$$\theta_{out}^i(t) = \int_0^t W^i(t-t') \theta_{in}^h(t') dt' = \int_0^t W^i(t') \theta_{in}^h(t-t') dt' \quad (2a,b)$$

Une fois que les trois fonctions apparaissant dans l'équation (2) ont été soit discrétisées, pour $\theta_{out}^i(t)$, avec un pas Δt , ou paramétrées sur une base de fonctions constantes par morceaux, pour $W^i(t)$ and $\theta_{in}^h(t)$, on dispose de trois vecteurs-colonne θ_{out}^i , W^i et θ_{in}^h de dimensions $m \times 1$, m étant le nombre d'instant d'échantillonnage considérés. On effectue alors une quadrature numérique des intégrales de la relation (2), pour chaque instant discret, sous une forme utilisant une matrice carrée et deux vecteurs:

$$\theta_{out}^i = \mathbf{M}(W^i) \theta_{in}^h = \mathbf{M}(\theta_{in}^h) W^i \quad (3a,b)$$

Ici les coefficients de θ_{out}^i sont les valeurs instantanées correspondantes $\theta_{out,j}^i = \theta_{out}^i(t_j)$, avec $t_j = j \Delta t$, pour $j = 1$ à m , et $\mathbf{M}(\cdot)$ est une fonction matricielle carrée, de dimensions $m \times m$, et dont l'argument est un vecteur-colonne. La valeur de cette fonction a la structure d'une matrice triangulaire inférieure de Toeplitz définie par:

$$\mathbf{M}(\boldsymbol{\psi}) \equiv \Delta t \begin{bmatrix} \psi_1 & & & & \\ \psi_2 & \psi_1 & & & 0 \\ \psi_3 & \psi_2 & \psi_1 & & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \\ \psi_m & \psi_{m-1} & \psi_{m-2} & \cdots & \psi_1 \end{bmatrix} \quad \text{où } \boldsymbol{\psi} = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \vdots \\ \psi_m \end{bmatrix} \quad \text{et } \begin{cases} \psi_j = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_{j-1}}^{t_j} \psi(t) dt \approx \frac{\psi(t_{j-1}^+) + \psi(t_j^-)}{2} \\ \text{pour } \psi = \theta_m^h \text{ ou } W^i \text{ et } j = 1 \text{ to } m \\ \text{et } \psi(0) = 0 \text{ avec } t_0 = 0 \end{cases} \quad (4a,b)$$

Remarquons que l'approximation (4b) de ψ_j est valide si la fonction $\psi(t)$ est majorée sur $[0, t_f]$, avec d'éventuelles discontinuités situées uniquement aux bornes de chaque intervalle $[t_{j-1}, t_j]$. Ici $\psi(t_{j-1}^+)$ et $\psi(t_j^-)$ sont respectivement les limites à droite et à gauche de $\psi(t)$ lorsque t tend soit vers t_{j-1} soit vers t_j . Si $\psi(t)$ n'est pas bornée sur un tel intervalle, il faut disposer d'une expression analytique $\psi(t)$ qui doit être intégrée puis divisée par Δt pour calculer ψ_j . C'est le cas par exemple d'une excitation et d'une mesure au même point spatial à l'instant initial pour une plaque solide en conduction pure (réponse face avant), où la limite à droite $W^h(0^+)$ est infinie pour une excitation en distribution de Dirac.

Dans le cas d'une fonction continue et bornée sur $[0, t_f]$, le premier coefficient du vecteur $\boldsymbol{\psi}$ vaut alors $\psi_1 = \psi(t_1)/2$, alors que dans le cas d'une fonction discontinue en zéro, elle vaut $\psi_1 = (\psi(t_0^+) + \psi(t_1^-))/2 = \psi(t_1)$, car $\psi(t_0^+) = \psi(t_1^-) = \psi(t_1)$, ce qui est le cas pour un échelon temporel par exemple.

Le problème direct consiste à calculer la sortie θ_{out}^i pour une entrée connue θ_{in}^h , si le vecteur transmittance W^i du modèle « boîte grise » (3a,b), qui dépend implicitement des paramètres structuraux de l'échangeur (conductivités, capacités thermiques volumiques, champs de vitesses permanents), est connu.

Dans le problème (expérimental) inverse d'estimation des transmittances, les valeurs de la sortie θ_{out}^i et de l'entrée θ_{in}^h sont mesurées, avec des mesures entachées d'un bruit. Il est donc nécessaire de résoudre le système (3b), ce qui signifie que, symboliquement, sa matrice $\mathbf{M}(\theta_{in}^h)$ doit être inversée (estimation d'une réponse impulsionnelle à partir de la mesure de la source θ_{in}^h et de sa réponse θ_{out}^i).

Ici, cette matrice est mal conditionnée, ce qui signifie que la solution du système (3b), en utilisant l'entrée et les sorties expérimentales, est instable [4], du fait de la présence du bruit. Pour surmonter cette difficulté, c'est-à-dire pour rendre stable l'estimation, une régularisation est nécessaire: la matrice à inverser doit être modifiée pour que sa nouvelle version soit bien conditionnée. Plusieurs techniques de régularisation existent. Ici, seule la régularisation de Tikhonov [5] est utilisée. La solution instable des moindres carrés ordinaires (MCO) est écrite en mettant la matrice du système $\mathbf{M}(\theta_{in}^h)$ sous la forme de sa décomposition en valeurs singulières :

$$\hat{W}_{MCO}^i = V S^{-1} U^T \theta_{out}^i \quad \text{avec} \quad \mathbf{M}(\theta_{in}^h) = U S V^T \quad (5a, b)$$

où \hat{W}_{MCO}^i est l'estimation des moindres carrés ordinaires de W^i , S est la matrice diagonale composée des valeurs singulières S_i de $\mathbf{M}(\theta_{in}^h)$ (pour $i = 1$ à m), U la matrice composée de ses m vecteurs (colonnes) singuliers à gauche U_i et V la matrice de ses m vecteurs (colonnes) singuliers à droite V_i . La version régularisée de (5a, b) s'écrit alors:

$$\hat{W}_{\mu}^i = V S_{\mu}^{-1} U^T \theta_{out}^i \quad \text{with} \quad S_{\mu}^{-1} = \text{diag} \left(\frac{S_1}{S_1^2 + \mu^2}, \frac{S_2}{S_2^2 + \mu^2}, \dots, \frac{S_m}{S_m^2 + \mu^2} \right) \quad (6a, b)$$

La valeur optimale de l'hyperparamètre de régularisation μ est déterminée à l'aide du principe de non-contradiction de Morozov. Elle est choisie de façon à ce que le niveau des résidus soit du même ordre de grandeur que l'écart type du bruit de mesure [5]. Ceci s'écrit:

$$RMQ \approx \sigma \quad \text{où} \quad RMQ = \sqrt{\frac{(\theta_{out}^i - \theta_{out}^{i,rec})^T (\theta_{out}^i - \theta_{out}^{i,rec})}{m}} \quad (7a, b)$$

où RMQ est le Résidu Moyen Quadratique, σ l'écart type du bruit et $\theta_{out}^{i,rec}$, où l'exposant "rec" désigne le signal recalculé à partir de l'estimation \hat{W}_{μ}^i , est défini par :

$$\theta_{out}^{i,rec} = \mathbf{M}(\theta_{in}^h) \hat{W}_{\mu}^i \quad (8)$$

4. Résultats expérimentaux : transmittances identifiées

Trois expériences ont été effectuées avec trois distributions temporelles différentes de l'excitation θ_{in}^h mesurée. L'excitation θ_{in}^h et ses réponses mesurées θ_{out}^c and θ_{out}^h sont présentées pour les première, deuxième et troisième expériences sur les figures respectives 3, 4 and 5. Les débits massiques \dot{m}_h et \dot{m}_c des deux fluides avaient les valeurs suivantes: $\dot{m}_h = 1,73 \text{ kg} \cdot \text{min}^{-1}$ et $\dot{m}_c = 0,95 \text{ kg} \cdot \text{min}^{-1}$. Le pas temporel d'acquisition était $\Delta t = 0.21 \text{ s}$. L'écart type du bruit σ a été estimé: $\hat{\sigma} = 0,0066 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (avant l'excitation). Ce niveau très bas du bruit est dû à un suréchantillonnage du signal qui est effectué avec une période qui est un sous multiple du pas Δt . Pour ces trois expériences différentes les deux transmittances identifiées, entre θ_{in}^h et ses réponses en température θ_{out}^c et θ_{out}^h , sont représentées dans les figures 6, et 7. Les valeurs optimales correspondantes de μ et du résidu moyen quadratique RMQ sont données dans le Tableau 1.

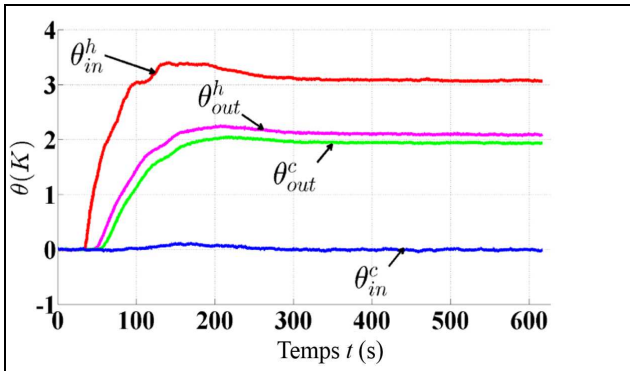


Fig. 3. Variations des températures mesurées lors de la première expérience.

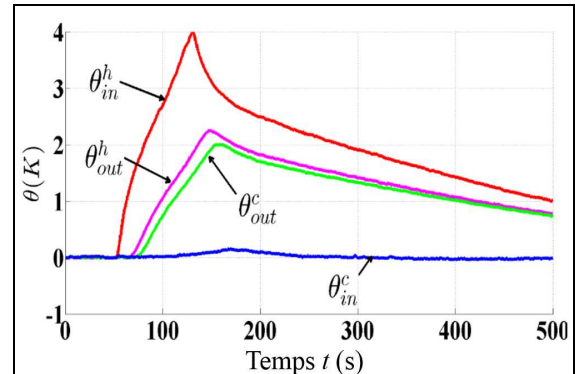


Fig. 4. Variations des températures mesurées lors de la seconde expérience.

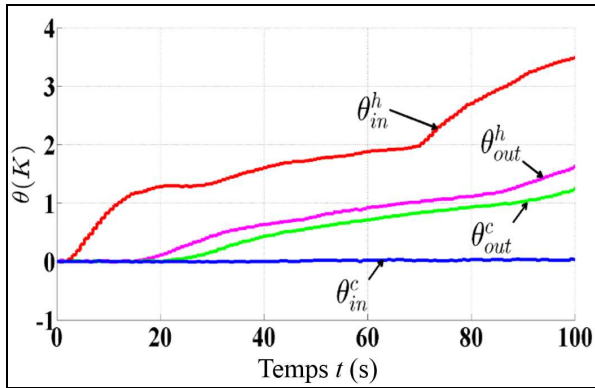


Fig. 5. Variations des températures mesurées lors de la troisième expérience.

 Tableau 1. Racine carrée du résidu moyen quadratique RMQ et valeurs optimales de μ .

	μ (K.s)	$RCRMQ$ (K)	
		θ_{out}^c	θ_{out}^h
1 ^{ère} expérience	1300	0.0050	0.0064
2 ^{ème} expérience	1800	0.0052	0.0060
3 ^{ème} expérience	1400	0.0052	0.0067

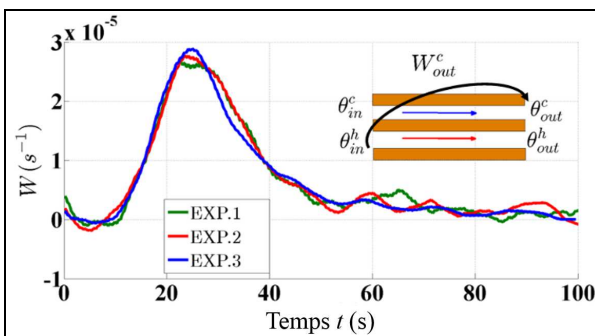


Fig. 6. Transmittances identifiées entre l'entrée chaude et la sortie froide pour les trois expériences.

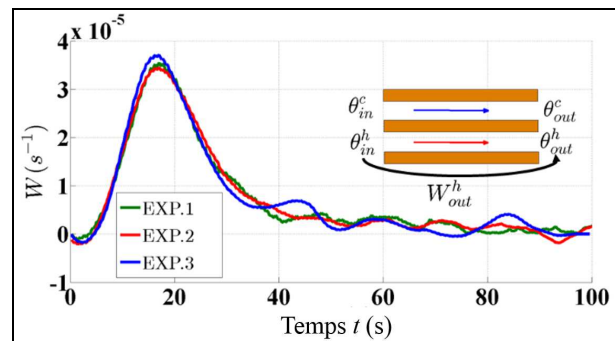


Fig. 7. Transmittances identifiées entre l'entrée chaude et la sortie chaude pour les trois expériences.

Les figures 6 et 7 montrent que les transmittances sont bien des grandeurs intrinsèques : elles dépendent implicitement des paramètres structurels du système physique, mais pas de la forme temporelle de l'excitation. On peut remarquer que la transmittance identifiée dans la 3^{ème} expérience diffère légèrement des deux autres : cela peut être expliqué par le fait que les débits des deux circuits n'étaient pas parfaitement contrôlés et qu'une variation de débit a pu survenir dans certaines de ces expériences.

Tableau 2. Transmittances de régime permanent.

	$W_{out}^{c,ss}$	$W_{out}^{h,ss}$
Expérience 1	0.627	0.672
Expérience 2	0.619	0.674
Expérience 3	0.563	0.641

Une transmittance en régime permanent $W_{out}^{i,ss} \equiv \theta_{out}^{i,ss} / \theta_{in}^{h,ss}$ pour $i = c$ ou h , où « ss » désigne ce régime, est définie pour les niveaux des températures d'entrée du fluide chaud et de sortie des 2 fluides. Elle correspond à leurs niveaux asymptotiques (uniquement observés ici dans la 1^{ère} expérience), et est déduite des mesures en régime transitoire, voir [1].

Ces transmittances « permanentes » $W_{out}^{c,ss}$ and $W_{out}^{h,ss}$ ont obtenues par intégration temporelle des transmittances « transitoires », voir les figures 6 et 7, et sont données dans le tableau 2.

L'efficacité d'un échangeur de chaleur est définie par:

$$\eta = \frac{Q_c}{Q_{\max}} \equiv \frac{C_c (\theta_{out}^{c,ss} - \theta_{in}^{c,ss})}{C_{\min} (\theta_{in}^{h,ss} - \theta_{in}^{c,ss})} \quad (9a, b)$$

Dans ce travail, on a $\theta_{in}^{c,ss} \approx 0$ et $C_{\min} = C_c = \dot{m}_c c_p$, et donc : $\eta = W_{out}^{c,ss}$ (9c)

La valeur de cette efficacité, calculée à partir de sa définition (rapport des échauffements sortie/entrée) pour la première expérience est de 0,633. Cette valeur est proche des valeurs obtenues par intégration des transmittances transitoires (9c) qui figurent dans le tableau 2.

On remarque que, pour chaque expérience, la transmittance permanente côté fluide froid $W_{out}^{c,ss}$ est inférieure à son équivalent côté fluide chaud $W_{out}^{h,ss}$: ceci est dû au fait que le flux perdu par le fluide chaud n'est pas totalement récupéré par le fluide froid.

Cette différence d'environ 10 %, pour les expériences 1 et 2, provient certainement des pertes au travers de l'ensemble de la structure solide de l'échangeur, qui n'était pas isolé ici: la paroi solide séparant les deux écoulements, qui est traditionnellement modélisée par une résistance thermique 1D associée à l'écart de température local entre ses deux faces, ne constitue qu'une partie de cette structure et il faut aussi considérer les parois externes, ainsi que le raccordement à l'alimentation et l'évacuation, qui participant aussi au transfert. Ceci est à l'origine des phénomènes de transferts conjugués qui se traduisent par des vecteurs densité de flux non forcément normaux aux interfaces solide/paroi, même si cet effet n'est pas forcément prépondérant en régime co-courant, voir [6, 7, 8, 9 et 10].

4. Conclusions et perspectives

Cet article a montré que les réponses impulsionnelles, appelées aussi fonctions de Green, liant une réponse forcée transitoire à une source thermique unique, pouvaient être identifiées expérimentalement dans le domaine temporel pour un système hétérogène modélisé par des équations linéaires à coefficients invariants en temps, ici un échangeur de chaleur sensible, au sein duquel les transferts thermiques s'effectuent par conduction et convection.

Une fois ces réponses impulsionnelles identifiées, ici des transmittances, qui sont les originaux des fonctions de transfert dans le domaine de Laplace, à l'aide de la résolution régularisée d'un système d'équations linéaires, on peut les utiliser dans différentes applications.

Ainsi, on est capable de calculer très rapidement, en calcul direct, les températures moyennes de mélange en sortie d'échangeur, ou utiliser ces dernières dans le cadre de capteurs virtuels permettant d'estimer la source en fonction de sa réponse, en calcul inverse.

Ces réponses impulsionnelles sont des outils puissants qui peuvent être utilisés en réduction de modèle (construction d'un modèle convolutif à partir de simulations d'un modèle détaillé numérique, ou analytique, voir [11]) ou en identification de modèle (à partir de mesures, voir [12]). Elles permettent également la quantification des performances énergétiques d'un système à partir de mesures transitoires (évaluation de l'efficacité d'un échangeur). Enfin, une autre piste mérite d'être explorée, celui du contrôle non destructif d'un échangeur, afin de détecter un éventuel encrassement de ce dernier, par la répétition

périodique d'une expérience d'identification en ligne, afin de voir si des modifications importantes des transmittances apparaissent.

Remerciements

Les auteurs remercient le Fonds européen ainsi que la Région Grand Est qui ont apporté leur soutien financier au projet EPHAISTSTOS



Références

- [1] Al Hadad, W., Maillet, D., Jannot, Y. (2017) Modeling unsteady diffusive and advective heat transfer for linear dynamical systems: A transfer function approach, *Int. J. Heat Mass Transf.* 115 (Part A) 304-313.
- [2] Degiovanni, A. and Remy, B. (2006) An alternative to heat transfer coefficient: a relevant model of heat transfer between a developed fluid flow and a non-isothermal wall in the transient regime, *Int. J. Therm. Sci.* 102 (April) 62–77.
- [3] Al Hadad, W., Maillet, D., Jannot, Y. (2018) Experimental transfer functions identification: Thermal impedance and transmittance in a channel heated by an upstream unsteady volumetric heat source, *Int. J. Heat Mass Transf.* 116 (January) 931–939.
- [4] Beck, J.V., B. Blackwell, and C. R. S. Clair Jr, *Inverse heat conduction : Ill-posed problems*, 1985, James Beck, John Wiley and Sons.
- [5] Aster, R.C., B. Borchers, and C. H. Thurber, *Parameter estimation and inverse problems*, 2012, Elsevier Academic Press.
- [6] Herwig, H., O. Hausner (2003) Critical view on “new results in micro-fluid mechanics”: an example, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 46 (5) 935–937.
- [7] Maranzana, G., Perry, I., Maillet, D. (2004) Mini and micro-channel : influence of axial conduction in walls, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 47 (17-18) 3993-4004.
- [8] Dorfman, A.S., *Conjugate convective heat transfer*, Retrieved Dec., 2018, from https://en.wikipedia.org/wiki/Conjugate_convective_heat_transfer (Dec. 11, 2018).
- [9] Vera, M. and Quintero, A.M. (2018) On the role of axial wall conduction in mini/micro counterflow heat exchangers, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 116 (January) 840–857.
- [10] Morini, G.L. (2004) Single-phase convective heat transfer in microchannels: a review of experimental results, *Int. J. Thermal Sc.* 43 (7) 631–651.
- [11] Al Hadad, W., Schick, V., Maillet, D., Caractérisation transitoire d'un échangeur de chaleur à tubes et calandre par identification de ses fonctions de transfert , *Actes du Congrès Français de Thermique, SFT 2018*, 29 mai au 1er juin 2017, Pau.
- [12] Al Hadad, W., Jannot, Y., Schick, V., Rémy, B., Maillet, D., Transient characterization of a heat exchanger through identification of its transfer functions, Paper IHTC16-21381, *Proceedings of the International Heat Transfer Conference (IHTC-16)*, Beijing, August 10-15, 2018.

Identification simultanée de propriétés thermophysiques de milieux semi-transparents par un modèle réduit basé sur un réseau de neurones artificiels multicouches

Yang LIU^{1,2*}, Yann BILLAUD¹, Didier SAURY¹, Denis LEMONNIER¹

¹Institut Pprime UPR CNRS 3346 – CNRS / ENSMA / Université de Poitiers,
1 avenue Clément Ader, B.P. 40109, F86961, Futuroscope Chasseneuil CEDEX, France.

²Civil Aviation University of China, 2898 Jin Bei Rue, Tianjin 300300, Chine.

*(auteur correspondant : yang.liu@ensma.fr)

Résumé - Ce travail a pour objectif le développement d'une méthode de caractérisation des propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents. Cette étude repose sur la résolution d'un problème inverse basé sur l'utilisation d'un réseau de neurones artificiels multicouches à l'aide d'un modèle direct conducto-radiatif 2D axisymétrique instationnaire. Ce dernier résout les transferts radiatifs au sein du matériau, caractérisé par le coefficient d'absorption moyen κ , à l'aide de la méthode P1. Les transferts conductifs, ainsi que le bilan d'énergie, sont résolus par la méthode des volumes finis (VF). Le modèle développé est destiné à simuler une expérience de type « méthode flash » dans laquelle l'excitation est localisée en espace et en temps. L'évolution temporelle de la température au point central de la face avant est choisie comme observable et constitue les données d'entrée du réseau de neurones. Les propriétés thermophysiques à identifier (la conductivité thermique et le coefficient d'absorption effectif) correspondent aux valeurs de sortie de ce même réseau. Les phases d'entraînement et de test de ce réseau sont réalisées en utilisant une base des données générées par le modèle direct. Enfin, des données synthétiques avec différents niveaux de bruit sont utilisées pour démontrer la faisabilité, la robustesse ainsi que les limitations de cette approche. La présente étude montre que l'utilisation de réseaux de neurones est une stratégie pertinente pour l'identification des propriétés thermophysiques de tels matériaux, en termes de précision et de temps de calcul.

Nomenclature

c_p	capacité thermique	$(J \cdot K^{-1} \cdot m^{-3})$	t_p	durée du flux imposé	(s)
e	épaisseur d'échantillon	(m)	t_s	temps de simulation	(s)
G	rayonnement incident	$(W \cdot m^{-2})$	T_{ini}	température initiale	(K)
h	coefficient de convection	$(W \cdot K^{-1} \cdot m^{-2})$	T_{num}	température numérique	(K)
I	intensité du bruit	$(W \cdot m^{-2})$	T_{∞}	température de l'air	(K)
I_v^0	intensité de la source	$(W \cdot m^{-2})$	β	paramètre à identifier	(-)
L^0	luminance	$(W \cdot m^{-2})$	α	absorptivité	(-)
n	indice de réfraction	(-)	τ	transmissivité	(-)
q_0''	intensité du flux	$(W \cdot m^{-2})$	ρ	réflectivité	(-)
q_r	flux radiatif	$(W \cdot m^{-2})$	ν	longueur d'onde	(μm)
r_{pulse}	rayon équivalent du flux imposé	(m)	κ	coefficient d'absorption effectif	(m^{-1})
R	rayon	(m)	λ	conductivité thermique	$(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$

1. Introduction

Les matériaux semi-transparents sont largement utilisés dans tous les secteurs de l'industrie ainsi que celui des transports, tels que les revêtements utilisés comme isolant thermique autour de certaines pièces métalliques dans les moteurs d'avions [1], les fenêtres de cockpit ou les pare-brise, ou encore les matériaux composites utilisés pour la construction des avions [2]. L'identification des propriétés thermophysiques de tels matériaux est généralement réalisée par des méthodes inverses consistant à minimiser la différence entre les données de simulation et les données expérimentales [3]. En raison de leur forte capacité d'autoapprentissage, d'imitation et de prédiction, les réseaux de neurones artificiels ont le potentiel de rivaliser avec les méthodes inverses traditionnelles et de devenir un autre moyen de résoudre des problèmes inverses. Concernant les problèmes inverses en thermique, on peut observer une augmentation du nombre de travaux, portant notamment sur l'identification des propriétés thermophysiques de matériaux opaques. Faugeroux [4] a proposé un outil basé sur l'intelligence artificielle pour estimer la diffusivité thermique de matériaux de construction en utilisant une réponse à excitation aléatoire. Maneesh [5] a utilisé un réseau de neurones artificiels pour estimer simultanément les conductivités thermiques d'un composite constitué d'une feuille d'aluminium et d'une couche adhésive. Yilmaz [6] a présenté un modèle de réseau de neurones artificiels permettant de prédire les propriétés thermodynamiques et thermophysiques du CO₂. Concernant les problèmes d'identification de conditions aux limites, Deng [7] a utilisé le réseau de neurones analogique Hopfield en temps continu pour calculer la distribution de la température de manière directe dans le but d'identifier les conditions aux limites inconnues. Hong Qi [8] a développé un algorithme de réseau de neurones amélioré et l'applique dans un problème radiatif inverse pour estimer simultanément la fonction de distribution granulométrique et la constante optique de milieux particuliers. Cependant, l'utilisation de réseau de neurones artificiels destiné à l'identification de propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents n'a pas encore été étudiée. Dans ce contexte, un modèle d'identification basé sur un réseau de neurones artificiels multicouche entraîné par un modèle direct de résolution des transferts conducto-radiatif 2D axisymétrique est développé pour identifier simultanément la conductivité thermique λ et le coefficient d'absorption effectif κ de milieux semi-transparents.

2. Modèle direct

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 la surface du cylindre et l'air ambiant est considérée. A 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. La méthode P1 (adaptée aux milieux optiquement épais [9]) établit une relation entre le rayonnement incident et la température,

$$\kappa \cdot [G - 4\pi L^0(T)] = -div \vec{q}_r = -div \left(-\frac{1}{3\kappa} \overrightarrow{grad} G \right) \quad (1)$$

Compte tenu de l'équation (1), le couplage entre l'équation de bilan d'énergie et l'équation de transfert radiatif (ETR) peut s'écrire :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}[\lambda \overrightarrow{\text{grad}}(T)] + \text{div}\left[\frac{1}{3\kappa} \overrightarrow{\text{grad}}(G)\right] \quad (2)$$

$$0 = \text{div}[\overrightarrow{\text{grad}}(G)] - 3\kappa^2(G - 4n^2\sigma T^4) \quad (3)$$

En coordonnées cylindriques, les conditions initiales et les conditions aux limites sont définies par :

$$\forall (r, z), \text{ à } t = 0: T(r, z) = T_{ini} \quad (4)$$

$\forall r, z = 0$ et $z = H$:

$$\begin{cases} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial z} = \begin{cases} q_0''(r) - h(T - T_\infty), & 0 < t < t_p \\ -h(T - T_\infty) & t > t_p \end{cases} \\ -\frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial z} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{cases} \quad \begin{cases} -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial z} = h(T - T_\infty) \\ \frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial z} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{cases} \quad (5)$$

Où $q_0''(r) = q_0''$ si $r < r_{laser}$, ailleurs $q_0''(r) = 0$.

$\forall z, r = 0$ et $r = R$:

$$\begin{cases} -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial r} = 0 \\ -\frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial r} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{cases} \quad \begin{cases} -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{3\kappa} \frac{\partial G}{\partial r} = h(T - T_\infty) \\ \frac{2}{3} \frac{\partial G}{\partial r} + \kappa G = 4\kappa n^2 \sigma T^4 \end{cases} \quad (6)$$

En accord avec une étude menée précédemment [14], une résolution itérative de l'équation de conservation d'énergie couplée avec l'équation de transferts radiatifs est mise en œuvre en utilisant la méthode des volumes finis [10][11]. Un schéma centré d'ordre 2 est utilisé pour approximer le dérivée seconde en espace de la température et du rayonnement incident. Un schéma d'ordre 1 implicite est utilisé pour traiter la dérivée temporelle. Enfin, la résolution du système d'équations tridiagonales ainsi obtenues est effectuée par l'algorithme de Thomas en deux étapes : (i) la partie conductive est résolue en supposant que le rayonnement incident est connu et (ii) la partie radiative est résolue en considérant le champ de température obtenu à l'étape précédente. Etant donné qu'il n'existe pas, à notre connaissance, de résultats de référence pour la configuration 2D-axisymétrique, la validation du modèle est effectuée par comparaison entre des données 1D fournies par [12] ; [13]. La comparaison, présentée dans un article précédent [14], a montré de très bons accords entre notre modèle « dégénéré » et les données de références.

3. Identification basée sur des réseaux de neurones artificiels

3.1 Introduction

Dans cette partie, un modèle réduit d'identification original basé sur un réseau de neurones artificiels multicouches est présenté. Le but est d'identifier simultanément la conductivité thermique λ et le coefficient d'absorption moyen κ de matériaux semi-transparents homogènes et isotropes. Comparée aux méthodes classiques utilisant un algorithme basé sur une méthode de descente ou un algorithme évolutif [15] pour minimiser la fonction « objectif » (cf. Figure

1), cette nouvelle approche consiste à établir une relation entre les données d'entrées (observables) et les sorties (paramètres à identifier) via un réseau de neurones artificiels (ANN). La construction de ce nouveau modèle réduit d'identification de propriétés thermophysiques est présentée Figure 2.

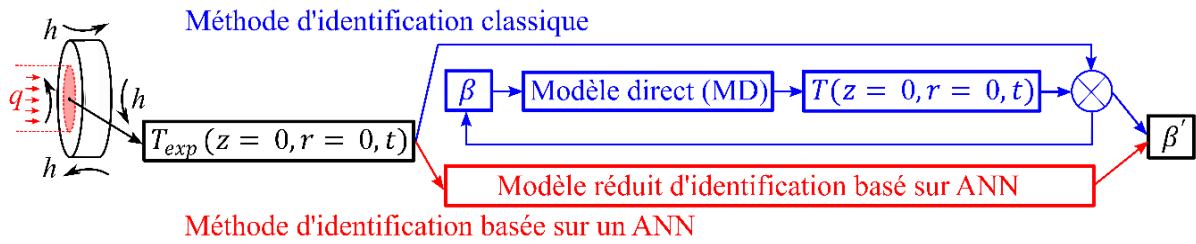


Figure 1 : La comparaison entre la méthode d'identification classique et la méthode d'identification ANN.

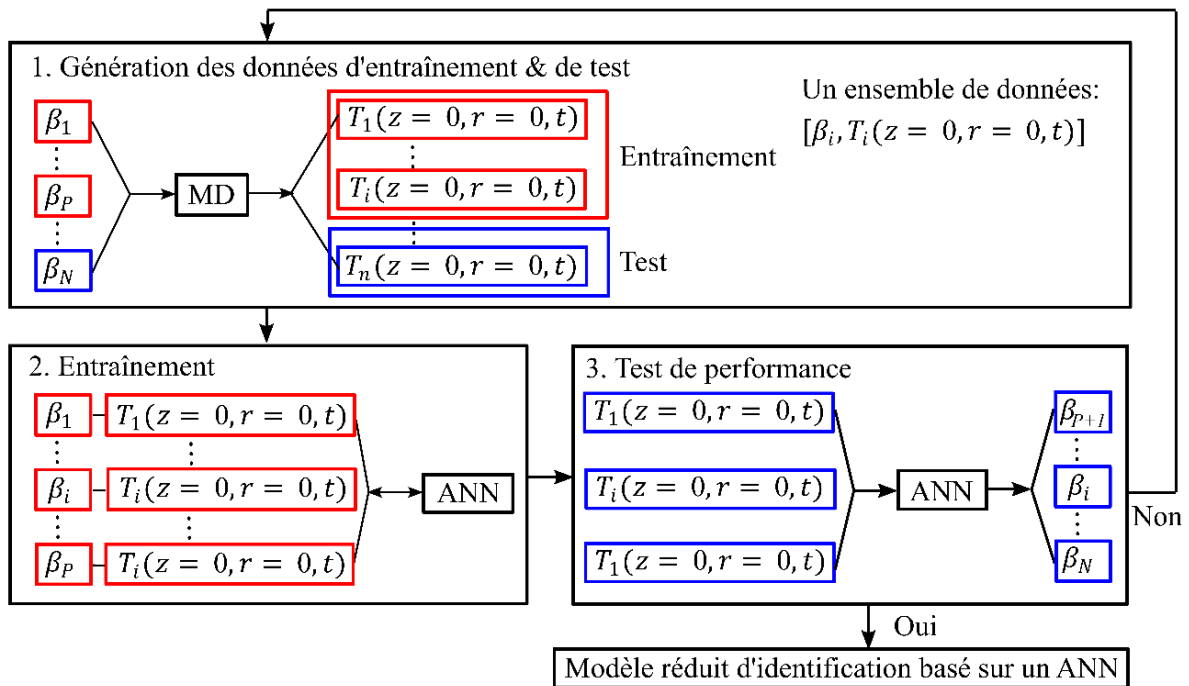


Figure 2 : Les étapes principales de la construction du modèle réduit d'identification basé sur ANN.

3.2 Génération de données d'entraînement/test

Compte tenu de la complexité du problème direct (non-linéarité, équations couplées fortes, etc.), un grand nombre de données d'entraînement est nécessaire. Se pose également la question de la distribution de ses données, un manque de diversité des données d'entraînement pouvant conduire au phénomène de sur-apprentissage. L'ensemble des données d'entraînement/test est défini comme la combinaison des résultats de la résolution directe de $T(r = 0, z = 0, t)$ et des paramètres à identifier $\beta = (\lambda, \kappa)$. Des nombres $N_{train} = 5000$ et $N_{test} = 1000$ de jeux de paramètres d'entraînement/test sont tirés au hasard selon une loi de distribution Gaussienne, d'espérance respective $\mu_\lambda = 0,1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $\mu_\kappa = 600 \text{ m}^{-1}$ et d'écart type $\sigma_\lambda = 1,82 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $\sigma_\kappa = 890 \text{ m}^{-1}$. Pour chacun de ces jeux de paramètres, l'évolution temporelle de la température au point central de la face avant $T(r = 0, z = 0, t)$ est obtenue en appliquant la résolution directe P1-VF en considérant une intensité d'excitation de $q_0'' = 25 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-2}$ appliquée pendant 1 s. Le temps de calcul nécessaire à la construction de ces bases de données est d'environ 400h par processeur, sur la base d'un ordinateur de bureau standard.

3.3 Construction et entraînement/test de performance d'ANN

Le réseau de neurones artificiels multicouches est entraîné à l'aide d'un algorithme de type « rétro-propagation du gradient ». La couche d'entrée contient 100 neurones correspondant chacun à la température à un instant donné de l'évolution de la température au centre de la face avant $T(z = 0, r = 0, t)$. Les paramètres à identifier β correspondent aux neurones de sortie du réseau. Le nombre de couches cachées ainsi que les fonctions d'activation sont choisis par essai-erreur jusqu'à trouver l'ensemble optimal de paramètres permettant de capturer la physique du phénomène étudié. Pour ce problème thermique non linéaire et fortement couplé, un réseau de neurones composé d'une couche d'entrée, de six couches cachées et d'une couche de sortie a été choisi. En outre, le nombre de neurones dans chacune des couches cachées dépend de la profondeur de la couche. Ce nombre diminue en fonction de la profondeur de la couche selon la distribution : 100-80-60-40-20-10. La fonction sigmoïde est choisie comme fonction d'activation pour les neurones situés sur les couches cachées et une fonction linéaire est choisie pour les neurones situés sur les couches d'entrée et de sortie. De plus, le taux d'apprentissage, qui agit à la manière d'un paramètre de relaxation dans la mise à jour des paramètres du modèle d'identification (poids des connections et biais des neurones), est l'un des hyperparamètres les plus importants dans ce type d'approche. Celui-ci est défini de manière à diminuer au cours de l'entraînement (de 10^{-2} à 5×10^{-5} équirépartis sur 6 paliers). Cela permet d'accélérer la convergence au début et d'améliorer la précision à la fin [16]. Le nombre maximal d'itérations pour chaque étape est fixée à 1000. Pour finir, une technique de normalisation Z-Score [17] est appliquée aux données d'entraînement afin d'améliorer son efficacité. L'ordre de grandeur du temps de calcul nécessaire à l'entraînement d'un réseau est de 10 h, dans les conditions évoquées précédemment.

$N_{train}=5000, N_{test}=1000$, distribution aléatoire gaussienne de $(\lambda[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}], \kappa[m^{-1}])$

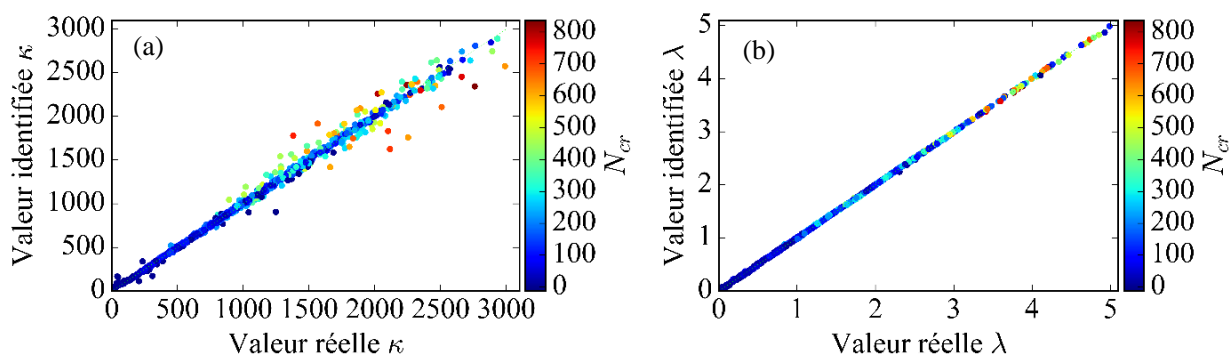


Figure 3 : Comparaison des valeurs identifiées et réelles de κ (a) et de λ (b) selon différentes valeurs de N_{cr} : $[0; 1000]$ et $[0; 10]$.

Le résultat du test de performance est présenté sous la forme d'une courbe de parité, pour l'estimation du coefficient d'absorption κ (Figure 3a) et de la conductivité λ (Figure 3b). Les points sont coloriés en fonction de la valeur du coefficient $N_{cr} = \lambda \kappa / (4n^2 \sigma T_0^3)$. Les valeurs identifiées de la conductivité thermique λ (Figure 3b) montrent une précision élevée, quel que soit le mode de transfert dominant. La valeur d'écart moyen est de $0,012 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$. En revanche, la précision des valeurs identifiées du coefficient d'absorption κ (Figure 3a) est moins bonne compte tenu de la dispersion plus importante observée. Dans ce cas, l'écart moyen vaut alors $55,846 m^{-1}$. Selon la Figure 3a, les points les plus écartés de la droite de parité pour $N_{cr} \in [0; 10]$ correspondent aux valeurs les plus faibles de N_{cr} , c'est-à-dire aux cas où le rayonnement domine. Cependant, les erreurs occasionnées pour ces points sont modérées. Ces observations sont confortées par les résultats du test de robustesse (cf. Figure 4b, $N_{cr}=0,185$).

3.4 Test de robustesse

Avant de confronter le présent modèle réduit d'identification à des données expérimentales, une série de tests de robustesse est effectuée au moyen de données synthétiques. Cette stratégie est utile pour évaluer la cohérence, les performances et la robustesse d'une méthode d'identification. Ici, les données expérimentales sont remplacées par des données synthétiques générées par le modèle direct. Afin de reproduire les conditions expérimentales, un bruit aléatoire avec 5 niveaux d'intensité I allant de 0 à 1 K est ajouté pour évaluer la robustesse du modèle réduit d'identification. Les résultats sont respectivement présentés (Figure 4) et discutés pour 3 échantillons représentatifs des différents modes de transferts de chaleur : dominés par le rayonnement ($N_{cr} = 0,185$), équivalents conduction - rayonnement ($N_{cr} = 0,926$), et dominés par la conduction ($N_{cr} = 5,924$). Le temps de calcul nécessaire à l'identification au moyen du modèle réduit est quasiment instantané.

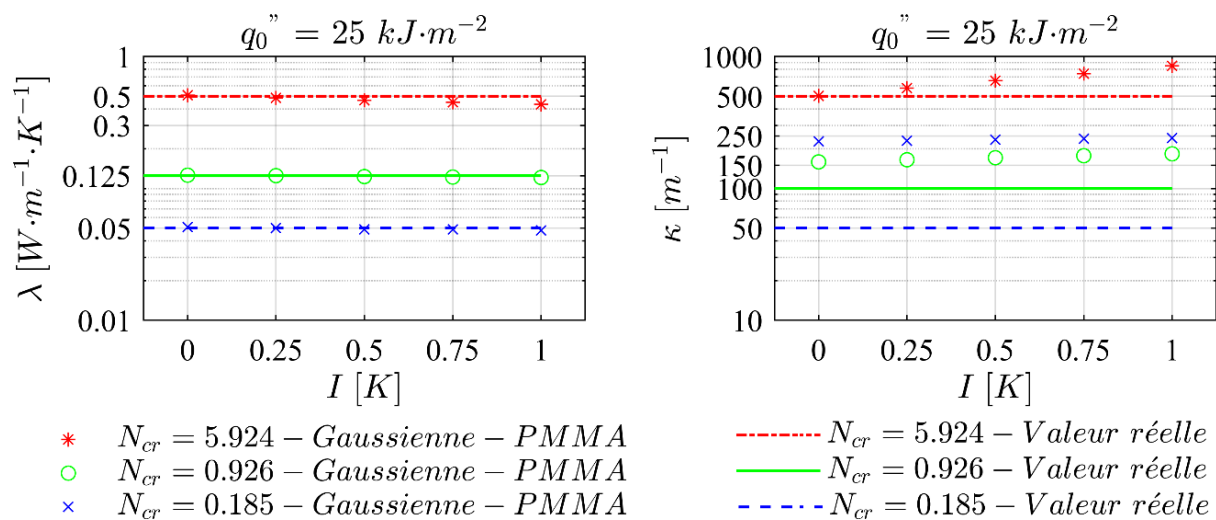


Figure 4 : Test de robustesse: identification de la conductivité thermique λ (gauche) et du coefficient d'absorption effectif κ (droite) en fonction du niveau de bruit ajouté. Les traits pointillés correspondent aux valeurs réelles.

Les résultats de la série de tests de robustesse permettent de conclure que l'estimation de la conductivité thermique λ est fiable, quel que soit le mode de transfert dominant considéré et quel que soit le niveau de bruit. Concernant le coefficient d'absorption effectif, l'erreur d'identification dans le mode où la conduction domine est modérée. L'erreur augmente cependant avec le niveau de bruit. Lorsque les effets conductifs et radiatifs sont équivalents ($N_{cr} = 0,926$), l'erreur est de l'ordre de 50%, valeur relativement peu sensible au niveau de bruit. L'erreur est maximale en régime dominé par le rayonnement ($N_{cr} = 0,185$) avec une erreur de l'ordre de 400%. Pour expliquer les résultats précédents, il est intéressant de procéder à une étude de sensibilité (Figure 5). On remarque tout d'abord que le rapport des sensibilités est de plus en plus constant au fur et à mesure que la part du rayonnement augmente, les effets radiatif et conductif devenant de plus en plus corrélés. Quel que soit le mode de transfert on trouve que la courbe de sensibilité du coefficient d'absorption κ a une valeur moyenne beaucoup plus faible que celle de la conductivité thermique λ . Les effets cumulés de l'augmentation de la corrélation entre les paramètres avec l'accroissement des effets radiatifs et de la relative faible sensibilité de l'observable à κ , explique les difficultés rencontrées pour

estimer cette variable pour des matériaux où le rayonnement joue un rôle important. Ces observations sont en accords avec celles établies par des travaux antérieurs [18] concernant la prise en compte du transfert radiatif dans l'application de la méthode flash à ce type de matériaux.

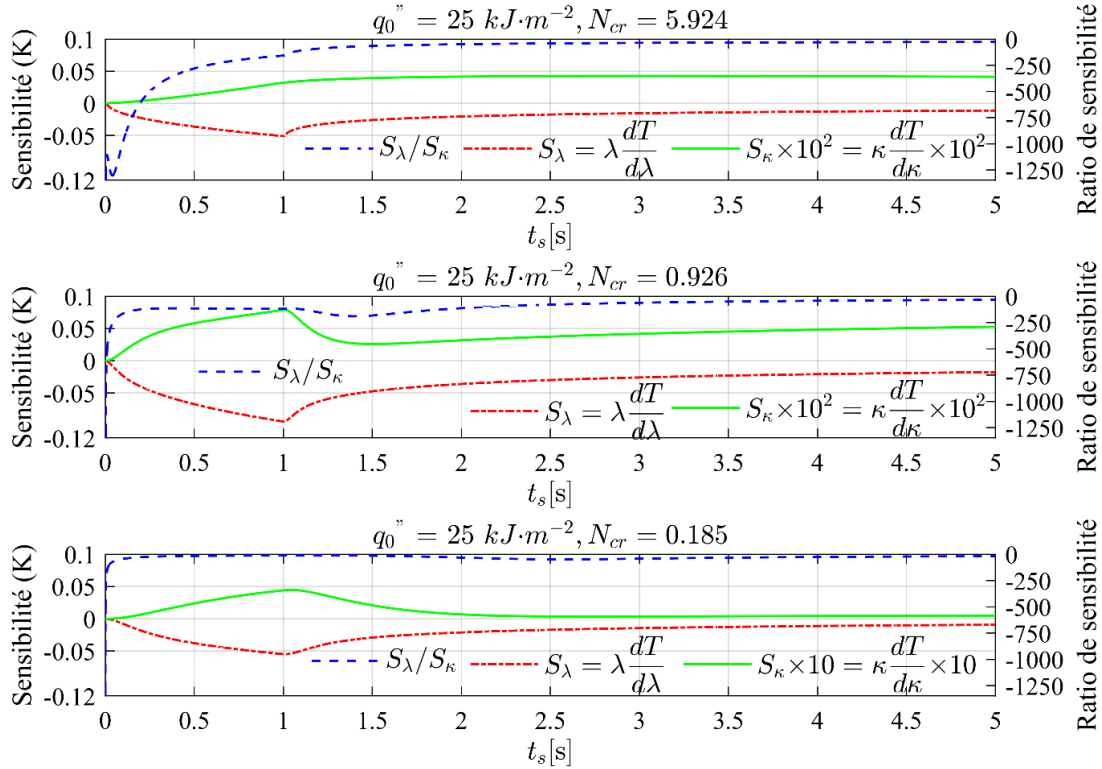


Figure 5 : Courbes de sensibilité de (λ, κ) ainsi que l'évolution des ratios de sensibilités (S_λ/S_κ) .

4. Conclusions et perspectives

Un modèle de transferts de chaleur conducto-radiatif 2D-axisymétrique instationnaire est d'abord présenté, ainsi que la méthode de résolution basée sur l'approche par volumes finis. Ce modèle direct est utilisé pour entraîner un modèle réduit d'identification basé sur un réseau de neurones artificiels (ANN) multicouches. La méthode d'identification est testée sur un grand nombre de cas test, dont les résultats sont analysés en fonction du mode de transfert dominant. Il s'avère que le coefficient d'absorption κ est plus difficile à estimer que la conductivité thermique λ . Des données synthétiques bruitées sont ensuite générées pour tester la faisabilité et la robustesse du modèle réduit ANN d'identification. Les résultats montrent que le modèle réduit ANN est un bon candidat pour l'identification de la conductivité thermique quel que soit le mode de transfert dominant et le niveau de bruit. De plus, ce modèle réduit, a montré ses capacités à traiter le caractère non linéaire du rayonnement pour les cas où le rayonnement agit de manière faible à modéré (i.e. les cas où les effets conductif et radiatif sont équivalents). La prise en compte de matériaux pour lesquels les effets du rayonnement seraient plus importants (e.g. à haute température) nécessiterait probablement une base de données d'entraînement ainsi qu'un nombre de couches cachées du réseau plus importants, afin de prendre en compte les fortes non-linéarités introduites par le rayonnement. Les perspectives de ce travail concernent le couplage de cette stratégie avec des essais sur un banc « flash » dans le but de caractériser simultanément les propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents (PMMA, verre...).

Références

- [1] Wang, P.Y., Tan, H.P., Liu, L.H., Luo, J.F., “Heat transfer in translucent thermal barrier coatings of turbine engine”, *Journal of Aerospace Power*, 15(3), pp. 268-273, (2000).
- [2] Wang, P.Y., Cheng, H.E., Tan, H.P., “Transient thermal analysis for semi-transparent composite thermal barrier coatings”, *Journal of Shanghai Jiao Tong University*, 36(2), pp. 180-184, (2002).
- [3] Ruffio, E., “Estimation of parameters and boundary conditions in unsteady conduction for anisotropic materials”, Ph.D. Thesis, ENSMA, (2004).
- [4] Faugeroux, O., Grieu, S., Traore, A., Claudet, B., Bodnar, J.L., “Utilisation de l’intelligence artificielle pour la caractérisation de matériaux”, *Congrès National de Thermographie THERMOGRAM*, (2011).
- [5] Maneesh, V., Pradeep, M.K., “An inverse method to estimate the principal thermal conductivities of composite material”, *International Journal of Scientific & Engineering Research*, 5(7), pp. 810-813, (2014).
- [6] Yilmaz, F., Ozdemir, A., Sahin, A.S., Selbas, R., “Recent progress in computational thermal radiative transfer”, *Chinese Sci Bull*, 54(18), pp. 2627-2637, (2009).
- [7] Deng, S., Hwang, Y., “Applying neural networks to the solution of forward and inverse heat conduction problems”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, pp. 4732-4750, (2006).
- [8] Ponce, P., *New Applications of Artificial Intelligence*, IntechOpen Press, pp. 124–143, (2016).
- [9] Modest, M.F., *Radiative Heat Transfer*, New York, San Francisco, London: Academic Press, pp. 495–537, (2013).
- [10] Li, R.X., *Finite Volume Method Basis*, Beijing: National Defense Industry Press, pp. 15–33, (2005).
- [11] Li, L.H., Tan, H.P., “Transient radiation and conduction in a two-dimensional participating cylinder subjected to a pulse irradiation”, *J. Heat Transf.*, 40, pp. 877-889, (2001).
- [12] André, S., Degiovanni, S., “A new way of solving transient radiative-conductive heat transfer problems”, *Journal of Heat Transfer*, 120, pp. 943-955, (1998).
- [13] Tan, H.P., Maestre, B., Lallemand, M., “Transient and steady-state combined heat transfer in semi-transparent materials subjected to a pulse or a step irradiation”, *Journal of Heat Transfer*, 113, pp. 166-173, (1992).
- [14] Liu, Y., Billaud, Y., Saury, D., Lemonnier, D., “Résolution de problèmes conducto-radiatifs stationnaires en 2D axisymétrique pour l’identification de propriétés thermophysiques de matériaux semi-transparents”, *Congrès Français de Thermique*, Mai 2018, Pau, France.
- [15] Eberhart, R.C., “Particle swarm optimization”, *Proc. of IEEE Int. Conf.*, pp. 1942–1948, (1995).
- [16] Nielsen, M., *Neural Networks and Deep Learning*, Determination Press, pp. 495–537, (2015).
- [17] Latha, L., Thangasamy, S., “Efficient approach to normalization of multimodal biometric scores”, *International Journal of Computer Applications*, 32(10), pp. 57-64, (2011).
- [18] Meulemans, J., Schick, V., Remy, B., “Estimation des propriétés thermiques et radiatives de liquides à haute température par méthode inverse”, *Congrès Français de Thermique*, Mai 2017, Marseille, France.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à China Scholarship Council Foundation pour son soutien financier.

Estimation des propriétés thermo-physiques d'un matériau à changement de phase

Elodie COURTOIS¹, Tahar LOULOU¹, Patrick GLOUANNEC¹, Anthony MAGUERESSE¹

¹Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France.

*(auteur correspondant : elodie.courtois@univ-ubs.fr)

Résumé – Cette communication porte sur l'estimation de propriétés thermo-physiques telles que la conductivité thermique et la capacité thermique massique de matériaux à changement de phase par la résolution de problèmes inverses. Pour créer une base de données numérique, chaque face d'une plaque plane de faible épaisseur est soumise à une densité de flux. Les températures de surfaces qui en résultent sont alors comparées à celles calculées au moyen d'un modèle de conduction transitoire unidirectionnel. Cette démarche d'estimation des propriétés thermo-physiques par minimisation de l'écart des températures est tout d'abord détaillée. L'étude de sensibilité qui a été réalisée afin d'optimiser l'estimation est ensuite présentée. L'objectif étant à terme d'estimer la conductivité thermique et la capacité thermique massique d'un mélange de mortier et de MCP, à partir d'une expérience.

Nomenclature

t	temps, s	<i>Indices et exposants</i>	
c_p	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	s	phase solide de MCP
T	température, °C	l	phase liquide de MCP
<i>Symboles grecs</i>		f	fusion
λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	m	mesuré ou généré
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$	c	calculé

1. Introduction

Les matériaux à changement de phase (MCP) font l'objet de nombreuses recherches dans le domaine de l'efficacité énergétique et des économies d'énergies. Ils permettent de stocker l'énergie quand celle-ci est disponible et de la restituer avec un certain déphasage. L'utilisation de ces matériaux dans la construction devrait permettre de lisser les évolutions de température au sein du bâtiment et de réduire la consommation d'énergie en restituant cette dernière lorsque le besoin s'en fait sentir. L'énergie est stockée sous forme de chaleur latente lors de la fusion du MCP puis restituée lors de sa solidification [1,2].

Afin de pouvoir comparer les matériaux à changement de phase et simuler leur comportement notamment au sein de parois complexes, il est indispensable de connaître précisément leurs propriétés thermo-physiques telles que : la capacité thermique massique et la conductivité thermique. Ces dernières dépendent de la température. Usuellement, l'évolution du c_p est mesurée par Calorimétrie Différentielle à Balayage sur un échantillon de faible volume. Dans le cas de matériaux hétérogènes, l'exploitation de ce type d'équipement est donc limitée. De plus, Franquet et al. [3] abordent les sources d'erreur liées à la mesure par DSC et pour pallier ces inconvénients y associent une identification de l'enthalpie de changement de phase par méthodes inverses [4,5]. A terme, l'objectif de notre étude est d'estimer par résolution de problèmes inverses la conductivité thermique et la chaleur massique d'un mélange, de mortier et de paraffine encapsulée [6]. Pour cela, une expérience qui se veut représentative des conditions d'utilisation du matériau a été mise en place au laboratoire. Dans cette expérience,

les températures de surface et la température au centre d'un échantillon de $(0,022 \times 0,13 \times 0,13)$ m³ sont mesurées. La position du capteur situé au centre de l'échantillon est mesurée a posteriori lors de la découpe de l'échantillon.

Dans cette communication, l'estimation des paramètres est réalisée pour un cas théorique afin de mettre en évidence la faisabilité de la démarche. Le modèle direct, les lois de comportement retenues pour modéliser l'évolution de la chaleur massique et de la conductivité thermique lors du changement de phase et la démarche d'estimation des paramètres de ces lois sont présentés.

2. Le problème direct

2.1. Géométrie et matériau

Pour les besoins de l'étude de sensibilité, on considère un matériau homogène et isotrope dont la masse volumique, les conductivités à l'état solide, liquide et la température de fusion sont fournies dans le Tableau 1. La géométrie retenue est une plaque plane de faible épaisseur par rapport à ses autres dimensions, une propagation unidirectionnelle de la chaleur par conduction est supposée. Une densité de flux sinusoïdale sur la face supérieure $q_1(t)$ et une densité de flux nul $q_2(t)$ sur la face inférieure sont imposés. Les températures T_m utilisées pour la minimisation de la fonctionnelle (3.3) et qui dans un cas réel sont fournies par l'expérience sont celles des faces supérieure et inférieure du matériau.

ρ	λ_l	λ_s	T_f
kg.m ⁻³	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	°C
1792	0,75	1	25

Tableau 1 : masse volumique, conductivités à l'état liquide, solide et température de fusion du matériau considéré

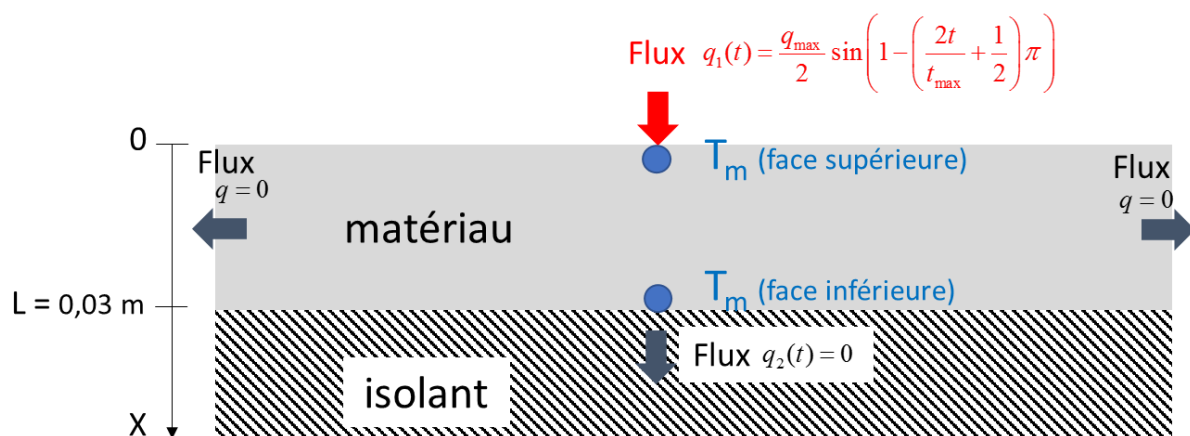


Figure 1 : géométrie et conditions aux limites considérées

2.2. Les équations résolues et propriétés

Dans le problème direct, l'équation de la chaleur en régime transitoire est considérée (équation 1).

$$\rho c_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (1)$$

On considère une conductivité thermique qui évolue selon une sigmoïde lors du changement de phase (équation 2) et une évolution gaussienne de la capacité thermique massique (équation 3).

$$\lambda(T) = \lambda_s + \left(1 + \exp\left(\frac{T_f - T}{B}\right) \right)^{-1} (\lambda_l - \lambda_s) \quad (2)$$

Dans l'équation 2, T_f est la température de fusion pour laquelle le pic de c_p est atteint et qui caractérise le changement de phase entraînant la variation de la conductivité thermique. λ_s et λ_l , supposées constantes, correspondent aux conductivités thermiques du mélange lorsque le MCP est respectivement solide et liquide.

$$c_p(T) = y0 + A \exp\left(1 - \exp\left(\frac{T_f - T}{w}\right) + \frac{T_f - T}{w}\right) \quad (3)$$

Dans l'équation 3, $y0$ est la valeur seuil de la gaussienne qui correspond à la valeur la plus faible entre le c_{ps} du mélange sous sa forme totalement solide et le c_{pl} du mélange où le MCP est à l'état liquide. La somme d' $y0$ et de A représente la valeur pic du c_p atteint à la température de fusion T_f . Enfin, w est lié à la largeur de la gaussienne.

2.3. Les sollicitations appliquées

Le problème est résolu pour trois sollicitations différentes. Pour chacune d'entre elles, une densité de flux sinusoïdale est imposée sur la face supérieure de la plaque (équation 4).

$$q_1(t) = \frac{q_{\max}}{2} \sin\left(1 - \left(\frac{2t}{t_{\max}} + \frac{1}{2}\right)\pi\right) \quad (4)$$

Où t varie de 0 à t_{\max} .

Dans un premier temps, on sollicite donc le matériau afin d'obtenir une évolution des températures des deux faces suffisante pour l'estimation tout en restant à l'état solide. La température de l'échantillon ne doit donc pas dépasser $T_f = 25^\circ\text{C}$. On impose alors une température initiale homogène de 15°C dans toute la géométrie et un q_{\max} de 230 W.m^{-2} (équation 4).

Dans un deuxième temps, le matériau est sollicité de manière semblable mais pour un niveau de température supérieur à T_f afin de considérer un MCP à l'état liquide. q_{\max} vaut alors 350 W.m^{-2} et la température initiale est de 35°C .

Enfin pour simuler la fusion, le matériau est sollicité de manière à ce que sa température varie d'une température initiale inférieure à T_f jusqu'à une température finale supérieure à T_f . La température initiale et le q_{\max} alors imposés valent respectivement 15°C et 1250 W.m^{-2} .

2.4. Génération des températures servant à l'estimation des paramètres

Pour notre étude théorique nous avons besoin de générer des températures T_m qui dans un cas réel sont fournies par l'expérience. Les propriétés thermo-physiques et les paramètres utilisés pour la génération de ces températures sont donnés dans les Tableaux 1 et 2.

B	$y0$	A	w
$^\circ\text{C}$	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$^\circ\text{C}$
0,8	0,750	4	0,8

Tableau 2 : paramètres intervenants dans le calcul de la conductivité thermique λ et de la capacité thermique massique c_p

3. Démarche d'identification

3.1. Les paramètres et propriétés à estimer

Les paramètres à estimer sont la conductivité thermique du mélange lorsque le MCP est à l'état solide λ_s , à l'état liquide λ_l , le paramètre B et les paramètres de la gaussienne y_0 , A , T_f et w . En fonction des conditions expérimentales appliquées, la réponse en température est plus ou moins sensible aux variations des paramètres. L'étude de sensibilité permet de déterminer les conditions optimales d'estimation de chacun des paramètres. De plus, les paramètres peuvent être corrélés entre eux et donc difficiles à identifier simultanément. Le calcul de la matrice de corrélation permet alors de mettre en évidence la dépendance linéaire des paramètres entre eux.

3.2. L'étude de sensibilité et matrices de corrélation

L'étude de sensibilité des paramètres à estimer a révélé que pour la sollicitation en phase solide, y_0 et λ_s sont les seuls paramètres sensibles. La Matrice 1a de corrélation indique également que les paramètres sont bien indépendants (la norme du coefficient est bien inférieure à 0,9). Dans le cas de la sollicitation en phase liquide, les paramètres sensibles sont y_0 et λ_l . Ils ne sont pas linéairement dépendants (Matrice 1b).

	X_{y_0}	X_{λ_s}		X_{y_0}	X_{λ_l}
X_{y_0}	1	0.025	X_{y_0}	1	0.047
X_{λ_s}	0.025	1	X_{λ_l}	0.047	1
	(a)			(b)	

Matrices 1a et 1b : matrices de corrélation concernant la phase solide (a) et la phase liquide (b)

	X_w	X_{T_f}	X_A	X_B
X_w	1	-0.263	0.995	-0.434
X_{T_f}	-0.263	1	-0.201	0.197
X_A	0.995	-0.201	1	-0.398
X_B	-0.434	0.197	-0.398	1

Matrice 2 : matrice de corrélation concernant la fusion

Concernant la fusion, on remarque que le paramètre λ_l en $x=L$ est peu sensible (Figure 2) comme le paramètre B (non représenté sur la Figure 2) qui est quasiment nul en $x=0$ et $x=L$. Globalement en $x=L$, l'étude de sensibilité met en évidence une sensibilité moindre des paramètres.

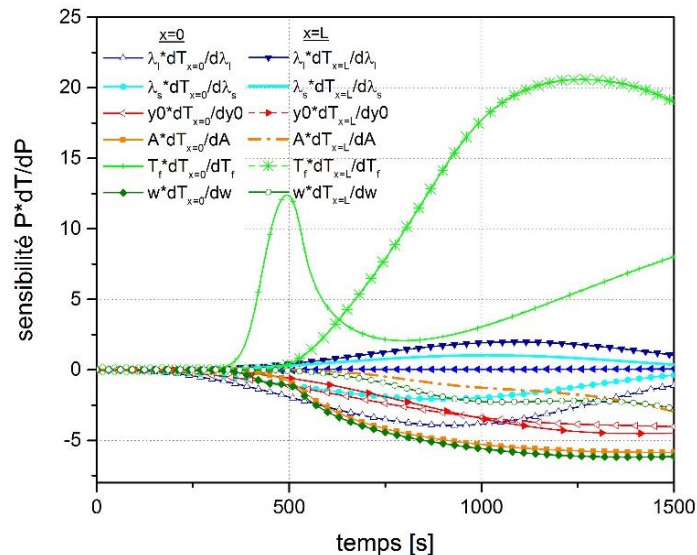


Figure 2 : Sensibilité de la température en $x=0$ et $x=L$ aux différents paramètres lors de la fusion

La capacité thermique massique et la conductivité thermique du mélange sont identifiées en phase solide, puis en phase liquide. Une fois les valeurs seuil de la gaussienne estimées, la plus faible des valeurs est attribuée à $y0$ pour l'identification des autres paramètres lors du changement de phase. Finalement, seuls quatre paramètres A , T_f , w et B sont identifiés lors de la fusion, les valeurs de $y0$, de λ_l et λ_s étant fixées. On ne peut cependant pas s'affranchir de la dépendance linéaire entre A et w (Matrice 2), ce qui peut poser un problème.

L'étude de sensibilité réalisée sur le pas d'espace montre que l'estimation des paramètres y est peu sensible. En effet, la multiplication du pas d'espace par 2 ou par 5 par rapport au cas de référence impacte peu les résultats de l'estimation mis à part pour le paramètre B . En effet, l'erreur relative sur ce dernier vaut respectivement 3,6%, 1% et 16% pour un pas d'espace de 3.10^{-4} m, 6.10^{-4} m et 15.10^{-4} m. Le cas de référence a été établi pour un pas de temps de 1s, un pas d'espace de 3.10^{-4} m et un bruit nul. Les résultats de l'estimation du cas de référence sont présentés dans la section 4.

3.3. Formulation du problème inverse

Le problème inverse consiste à minimiser la fonctionnelle $S(p)$ (Equation 5) :

$$S(p) = \sum_{j=1}^{nt} \sum_{i=1}^{ns} [T_c(x_i, t_j) - T_m(x_i, t_j)]^2 \quad (5)$$

Où T_m représente la température mesurée, T_c la température calculée, « ns » et « nt » respectivement le nombre de capteurs et de pas de temps.

Le problème direct et la minimisation de la fonctionnelle sont programmés sous Matlab. Les équations sont résolues par la méthode des différences finies utilisant un schéma purement implicite. Vu qu'il s'agit d'un problème non linéaire la fonction « lsqnonlin » de la toolbox « optimization » de Matlab utilisant la méthode des moindres carrés est utilisée pour l'estimation des paramètres.

4. Résultats de l'estimation

L'estimation des paramètres présentée ici a été effectuée pour un pas de temps de 1s et un pas d'espace de 3.10^{-4} m. On considère un temps total de 1500 s et deux capteurs positionnés

en $x=0$ et $x=L$. Dans un premier temps, les températures mesurées T_m servant à l'estimation sont non bruitées, ensuite un bruit vient les entacher.

4.1. Estimation pour un MCP à l'état solide de λ_s et y_0 et à l'état liquide de λ_l et y_0

A partir des mesures de températures T_m non bruitées, les valeurs des paramètres y_0 et λ_s estimées à l'état solide sont $0,752 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $1,000 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, ce qui représente une erreur de 0,3% sur y_0 et une erreur nulle sur λ_s par rapport aux valeurs ayant servi lors de la génération des températures T_m . Les températures calculées T_c en $x=0$ et $x=L$ sont comparées aux températures générées T_m sur la Figure 3.

Pour la phase liquide, les valeurs des paramètres y_0 et λ_l obtenues lors de l'estimation sont respectivement $0,750 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $0,750 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. L'estimation permet donc de retrouver les valeurs exactes des paramètres qui ont servi à la génération des températures.

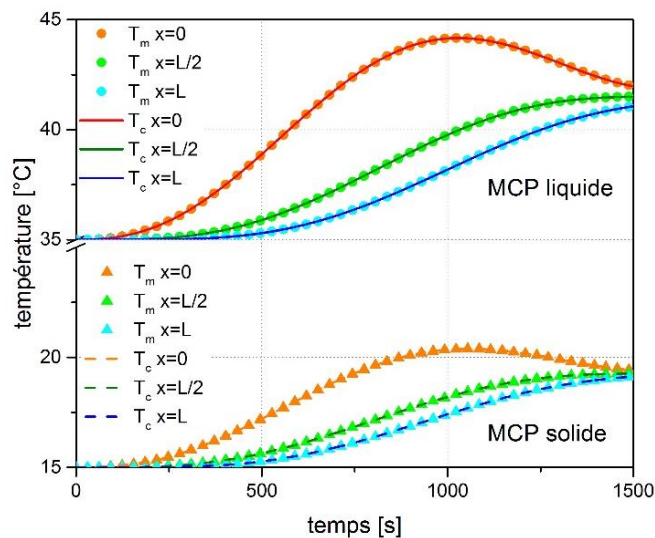


Figure 3 : Comparaison des températures générées T_m

et calculées T_c avec le jeu de paramètres optimisés à l'état solide et à l'état liquide

4.2. Estimation de B , A , T_f et w lors de la fusion du MCP

Les paramètres estimés lors de la fusion sont regroupés dans le Tableau 3. La comparaison des températures mesurées T_m et calculées T_c est présentée sur la Figure 4. Lors du changement de phase, l'erreur relative qui entache les résultats de l'estimation est inférieure au pourcent pour T_f , de l'ordre de 1,5 % pour A et w et de 3,6% pour B .

B	A	T_f	w
°C	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	°C	°C
0,771	3,936	24,99	0,811
3,6%	1,6%	$\ll 1\%$	1,4%

Tableau 3 : paramètres estimés lors de la fusion et erreurs relatives

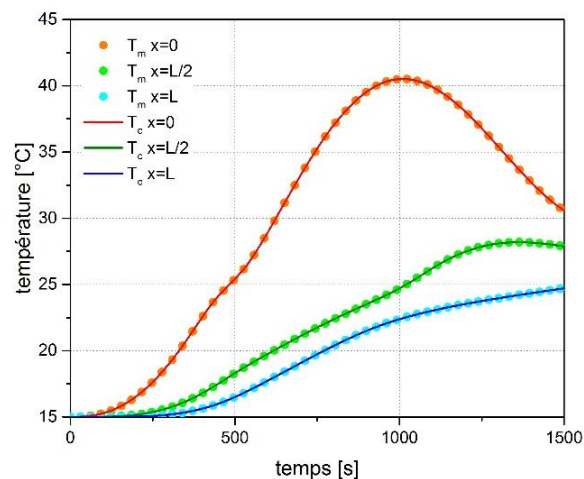


Figure 4 : Comparaison des températures générées T_m et calculées T_c avec le jeu de paramètres optimisés lors de la fusion

4.3. Influence du bruit de mesure

On génère de manière aléatoire un jeu de températures bruitées. A partir des mesures de températures bruitées T_m aléatoirement, un jeu de paramètres estimés par étape comme précédemment est détaillé dans le Tableau 4. L'amplitude du bruit ajoutée à la température est constante pour chacune des étapes et représente pour ce jeu : 4,4% de T_{\max} à l'état solide, 2% de T_{\max} à l'état liquide et 2,2% de T_{\max} lors de la fusion.

λ_s	λ_l	B	$y0_s$	$y0_l$	A	T_f	w
$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	°C	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	°C	°C
1,000	0,751	0,800	0,752	0,750	3,940	24,99	0,810
$\ll 1\%$	$< 1\%$	$\ll 1\%$	$< 1\%$	$\ll 1\%$	1,5%	$\ll 1\%$	1,3%
0,999/1,00	0,749/0,752	0,698/0,939	0,737/0,766	0,747/0,753	3,863/4,016	24,97/25,01	0,793/0,826

Tableau 4 : paramètres estimés à partir des mesures de températures T_m bruitées, erreurs relatives et intervalles de confiance

Une étude statistique est réalisée sur les résultats de l'estimation des paramètres grâce à la méthode de Monte Carlo lors de la fusion du MCP. Cent cinquante jeux de températures bruitées ont été considérés. On note que l'ajout du bruit a peu d'influence sur l'estimation des paramètres et que l'erreur relative calculée à partir du paramètre moyen est toujours inférieure au pourcent (tableau 5).

λ_s	λ_l	B	$y0_s$	$y0_l$	A	T_f	w
$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	°C	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	°C	°C
1,001	0,750	0,801	0,752	0,750	3,981	24,99	0,793
$< 1\%$	$\ll 1\%$	$< 1\%$	$< 1\%$	$\ll 1\%$	$< 1\%$	$\ll 1\%$	$< 1\%$

0,999/1,004	0,748/0,751	0,783/0,818	0,750/0,754	0,746/0,754	3,900/4,062	24,97/25,01	0,687/0,937
-------------	-------------	-------------	-------------	-------------	-------------	-------------	-------------

Tableau 5 : *paramètres moyens estimés à partir de 150 jeux de mesures de températures T_m bruitées, erreurs relatives et intervalles de confiance*

5. Conclusion

Cette étude a permis de montrer la faisabilité de l'estimation des paramètres entrant dans le calcul de la capacité thermique massique et de la conductivité thermique lors du changement de phase d'un MCP. L'identification de paramètres, par résolution de problèmes inverses à partir de mesures de température, a été éprouvée. L'étude de sensibilité a permis d'optimiser les étapes et les sollicitations nécessaires à l'estimation de ces paramètres. En parallèle, un banc d'essais a été développé et permet d'imposer des sollicitations thermiques de part et d'autre d'un échantillon de faible épaisseur de (0,022 x 0,13 x 0,13) m³ au moyen d'une circulation d'eau dans des échangeurs à plaques appliqués sur chacune des deux faces de l'échantillon.

Références

- [1] A. Sharma et al., Review on thermal energy storage with phase change materials and applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13 (2009), 318-345.
- [2] A.M. Khudhair, M. M. Farid, A review on energy conservation in building applications with thermal storage by latent heat using phase change materials, *Energy Conversion and Management*, 45 (2004), 263-275.
- [3] E. Franquet et al., Inverse method for the identification of the enthalpy of phase change materials from calorimetry experiments, *Thermochimica Acta*, 546 (2012), 61-80.
- [4] J.P. Dumas et al., Interpretation of calorimetry experiments to characterise phase change materials, *International Journal of Thermal Sciences*, 78 (2014), 48-55.
- [5] J. P. Dumas et al., New theoretical determination of latent heats from DSC curves, *Thermochimica Acta*, 670 (2018) 92–106.
- [6] T. Lecompte et al., Mechanical and thermo-physical behaviour of concretes and mortars containing phase change material, *Energy and Building*, 94 (2015), 52-60.

Mesure de la masse volumique de métaux à l'état liquide par lévitation aérodynamique

Dylan LE MAUX^{1*}, Mickaël COURTOIS¹, Thomas PIERRE¹, Bernard LAMIEN¹, Muriel CARIN¹, Philippe LE MASSON¹, Helcio R. B. ORLANDE²

¹ Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France.

² Université Fédérale de Rio de Janeiro, Politécnic/COPPE, Cidade Universitária, 68502, Rio de Janeiro, Brésil.

* (auteur correspondant : dylan.le-maux@univ-ubs.fr)

Résumé - Un dispositif expérimental basé sur la lévitation aérodynamique d'un échantillon sphérique est développé en vue de déterminer la masse volumique, la tension de surface et la viscosité de matériaux à l'état liquide ; seule la mesure de masse volumique est considérée dans cette étude. L'échantillon de quelques millimètres de diamètre est sollicité thermiquement par un laser à diodes afin de le faire fondre, sa température est mesurée par un pyromètre bispectral et sa forme visualisée par une caméra haute vitesse. Les capacités du dispositif sont présentées avec la mesure des masses volumiques du fer, du zirconium et du niobium, lesquelles sont enfin comparées avec la littérature.

Nomenclature

Lettres latines

a demi-axe, *m*

b demi-axe, *m*

c demi-axe, *m*

m masse, *kg*

T température, *K*

V volume, *m*³

Lettres grecques

ρ masse volumique, *kg·m*⁻³

1. Introduction

Les simulations numériques utilisées dans les domaines d'ingénierie comme le soudage ou la fabrication additive requièrent la connaissance des données physiques (thermique, mécanique...) thermodépendantes de la matière à l'état liquide ; citons la masse volumique, la tension de surface, la viscosité ou encore la diffusivité thermique. Le développement de techniques de caractérisation est donc nécessaire, mais pour des raisons pratiques évidentes la littérature devient de moins en moins abondante à mesure que la température d'application augmente. D'une manière générale, l'échantillon de métal à caractériser peut être soit en contact, soit sans contact avec un support. Dans le domaine de température qui nous concerne, c'est-à-dire au-delà du point de fusion de métaux, les méthodes avec contact sont limitées à cause des risques de diffusion entre l'échantillon et son support [1] ou par la difficulté d'étudier les phénomènes de surfusion par exemple ; les méthodes sans contact par lévitation sont donc privilégiées. La lévitation peut être obtenue selon différents moyens : électromagnétique, électrostatique, acoustique, par film de gaz, aérodynamique ou encore hybride comme la lévitation aéro-acoustique.

Quelques contraintes existent pour chaque type de lévitation. La lévitation électromagnétique se limite aux matériaux électriquement conducteurs. L'échantillon se positionne au centre d'un inducteur parcouru par un courant électrique ; le champ magnétique créé génère à la fois une force qui fait léviter l'échantillon et un courant induit qui provoque son échauffement par effet Joule. La présence de l'inducteur implique une visualisation à l'aplomb de l'échantillon et l'expérience montre que le champ électromagnétique le déforme rendant incertaine la mesure de viscosité [2]. Pour la lévitation électrostatique, le champ

électrostatique est créé dans une enceinte sous vide pour éviter les interactions avec l'atmosphère environnante [3]. La lévitation acoustique et celle par film de gaz, lesquelles utilisent, respectivement, des ondes acoustiques et un gaz traversant un diffuseur poreux, ont tendance à déformer les échantillons [4-5].

Parmi toutes les techniques de lévitation existantes, la lévitation aérodynamique a été préférée pour des raisons de simplicité technique et opératoire. Une fois l'échantillon mis en état de lévitation stable, sa fusion est assurée par un laser de puissance ; pendant toute la phase d'échauffement puis de refroidissement, une instrumentation adaptée associée au dispositif de lévitation enregistre les informations en termes d'imagerie et de flux radiatif afin de déterminer la masse volumique en fonction de la température. Cet article se compose des parties suivantes : la présentation du dispositif expérimental de lévitation ; la méthode de la mesure de la masse volumique ; les mesures sur trois métaux purs : le fer, le zirconium et le niobium. Les résultats expérimentaux sont finalement comparés aux données de la littérature.

2. Présentation du dispositif expérimental

2.1. La lévitation aérodynamique

Le dispositif avait déjà fait l'objet d'une présentation globale dans la référence [6] (figure 1). De l'argon est soufflé à travers une buse divergente de 60° et fait léviter un échantillon liquide ou solide de 2 mm de diamètre. Le débit est contrôlé à environ $0,4 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$. Cet échantillon est initialement en partie sphérique mais avec un aplatissement (tant qu'il est à l'état solide) qui équilibre et stabilise la lévitation. Le cône de lévitation est en cuivre et est vissé sur un support en acier. L'ensemble est placé dans une enceinte en acier inoxydable équipée de hublots. Le hublot supérieur est dédié au chauffage laser et à la mesure pyrométrique ; une caméra haute vitesse est placée devant un hublot latéral.

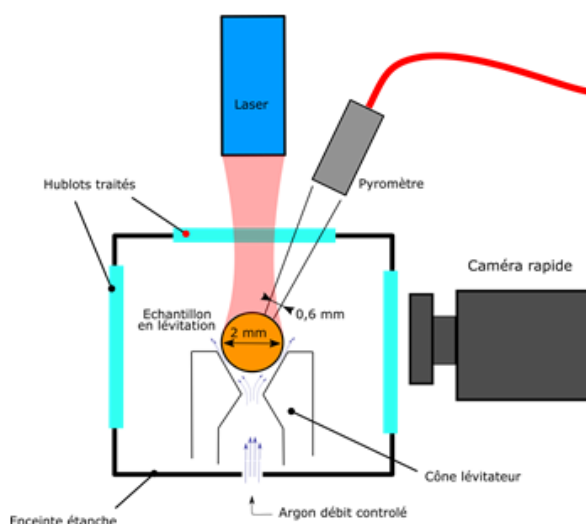


Figure 1 : Vue générale du dispositif expérimental de lévitation aérodynamique.

Le laser à diode (IPG PHOTONICS YLR 300/3000 QCW à $1,07 \mu\text{m}$) a une puissance maximale de 300 W en continu. Il est équipé d'un objectif de 500 mm légèrement défocalisé pour que la surface visée soit de l'ordre de 2 mm ; placé en haut du dispositif, il est donc dirigé sur la face aplatie de la sphère.

2.2. Observation de l'échantillon

La visualisation de la sphère s'effectue latéralement au moyen d'une caméra visible grande vitesse (PHOTRON FASTCAM SA5) ; elle enregistre à la fréquence de 1 000 images par seconde. Chaque image est constituée d'une matrice de 640×640 pixels, la résolution, c'est-à-dire un pixel, est donnée à $7 \mu\text{m}$. L'observation de l'échantillon est permise soit par auto-illumination (figure 2a), soit par rétro-éclairage (figure 2b). Comme la mesure de masse volumique passe par celle du volume de l'échantillon, il s'agit dès lors de cerner le plus nettement possible le contour de ce dernier.

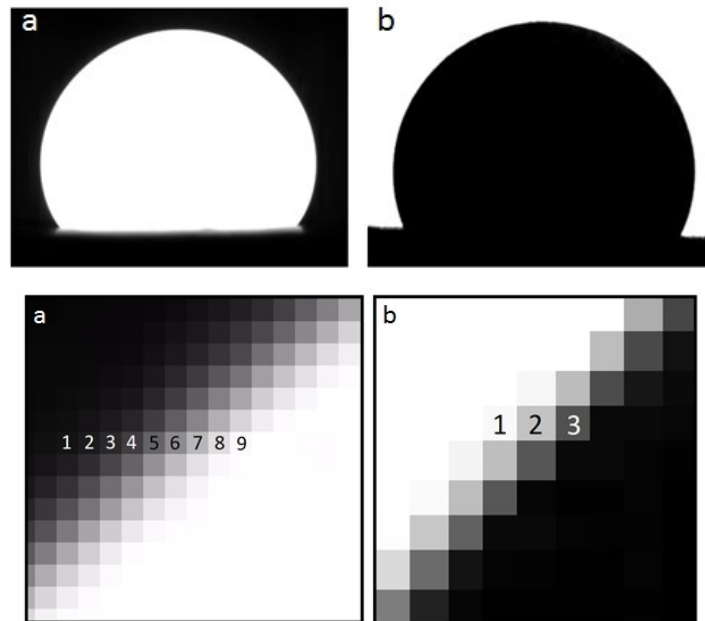


Figure 2 : Visualisation de l'échantillon par auto-illumination (a) et rétro-éclairage (b).

L'expérience a montré que le contour de l'échantillon est beaucoup plus net avec la méthode par rétro-éclairage qu'avec celle d'auto-illumination, soit 3 pixels gris compris entre le blanc et le noir contre 9. Avec un pixel étalonné à $7 \mu\text{m}$, il y a une incertitude absolue sur le diamètre $\Delta d = \pm 14 \mu\text{m}$ lorsque l'échantillon est rétro-éclairé, soit 2 % du diamètre total.

2.3. Pyrométrie bispectrale

Comme le montre la figure 1, un pyromètre bispectral mesure la température de l'échantillon via le hublot supérieur. C'est un pyromètre bispectral commercial (LUMASENSE ISR6) dont les longueurs d'onde de mesure sont données à $0,90 \mu\text{m}$ et à $1,05 \mu\text{m}$. Un rapport des émissivités à ces deux longueurs d'onde considéré indépendant de la température est renseigné au logiciel d'acquisition du pyromètre, permettant ainsi de s'affranchir d'une hypothèse sur l'émissivité. L'étalonnage du pyromètre a été préalablement vérifié à partir de mesure de température de plateaux de solidification de métaux purs.

Comme la longueur d'onde du laser (section 2.1) se trouve à proximité d'une des deux du pyromètre, les données mesurées par ce dernier pendant la chauffe de l'échantillon sont perturbées par le laser et donc inexploitable. Seule la phase de refroidissement est donc analysée au moyen du pyromètre bispectral.

3. Méthode de mesure de la masse volumique

La masse volumique de l'échantillon s'estime à partir de la mesure de sa masse m et de son volume V :

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1)$$

La masse de l'échantillon est mesurée avant et après expérience à l'aide d'une balance d'incertitude ($\Delta m = 10 \mu\text{g}$). Supposé axisymétrique, le volume observé avec la caméra grande vitesse est défini à partir de l'estimation de la surface représentée par le contour dessiné par rétro-éclairage.

3.1. Détermination du volume

La vidéo enregistrée par la caméra haute vitesse est importée en tant que matrice 4D : hauteur, largeur, couleur et image (ou temps). L'image initiale (figure 3a) est dans un premier temps binarisée (figure 3b) puis le contour est détecté (figure 3c) ; ces deux étapes de traitement, non détaillées ici, sont effectuées image par image à l'aide de Matlab® à partir, respectivement, des méthodes de Otsu [7] et de Sobel [8].

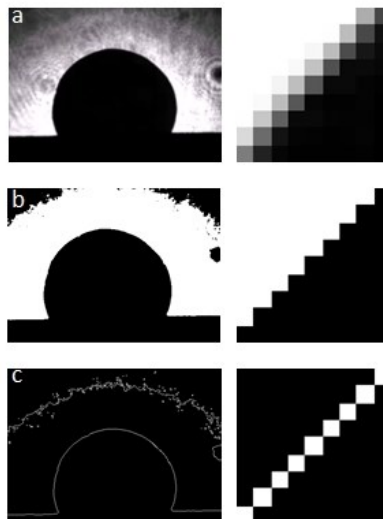


Figure 3 : Les trois étapes de la binarisation des images de la caméra haute vitesse.

Il s'agit ici d'estimer les grandeurs caractéristiques qui définissent le volume de l'échantillon visualisé. Une fois le contour défini, l'échantillon peut être considéré soit comme une sphère, soit comme un ellipsoïde. Les deux cas ont été testés et l'expérience montre que les résultats pour l'ellipsoïde sont les plus satisfaisants. L'expression du volume d'un ellipsoïde est donnée par la relation (2) où a , b et c sont les trois demi-axes présentés sur la figure 4. Expérimentalement, l'échantillon est soumis à la gravité et à l'écoulement du gaz qui l'écrasent quelque peu le rendant plus large que haut.

$$V = \frac{4}{3} \pi abc \quad (2)$$

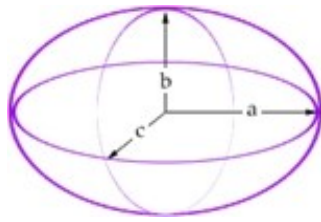


Figure 4 : Les trois grandeurs définissant un ellipsoïde.

Dans le cas d'une symétrie autour du demi-axe b , $a = c$ et seules deux grandeurs sont à estimer pour chaque image. Ces deux grandeurs sont obtenues par minimisation de l'écart quadratique entre l'ellipse tronquée expérimentale et celle théorique (fonction `fit_ellipse` de Matlab[®]). L'incertitude relative sur le volume est donnée par la relation (3) et a été évaluée à 2 %.

$$\frac{\Delta V}{V} = 2 \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta b}{b} \quad (3)$$

4. Mesures expérimentales et analyses

4.1. Protocole expérimental

Le protocole expérimental est le suivant :

1. L'échantillon avec un méplat est placé sur la buse de lévitation.
2. L'enceinte est d'abord tirée au vide puis de l'argon est soufflé depuis la buse à un débit prédéfini.
3. Une fois en lévitation, une synchronisation enclenche le chauffage de l'échantillon par le laser et l'enregistrement des données expérimentales par l'instrumentation (caméra, pyromètre).
4. Le laser s'arrête au bout de 5 s, la caméra à 14 s et le pyromètre manuellement.
5. L'échantillon est finalement pesé.

La figure 5 présente un exemple de signal mesuré par le pyromètre au cours du temps. Il apparaît clairement que le signal est inexploitable pendant la durée du chauffage et qu'un phénomène de surfusion se présente avant le plateau de solidification.

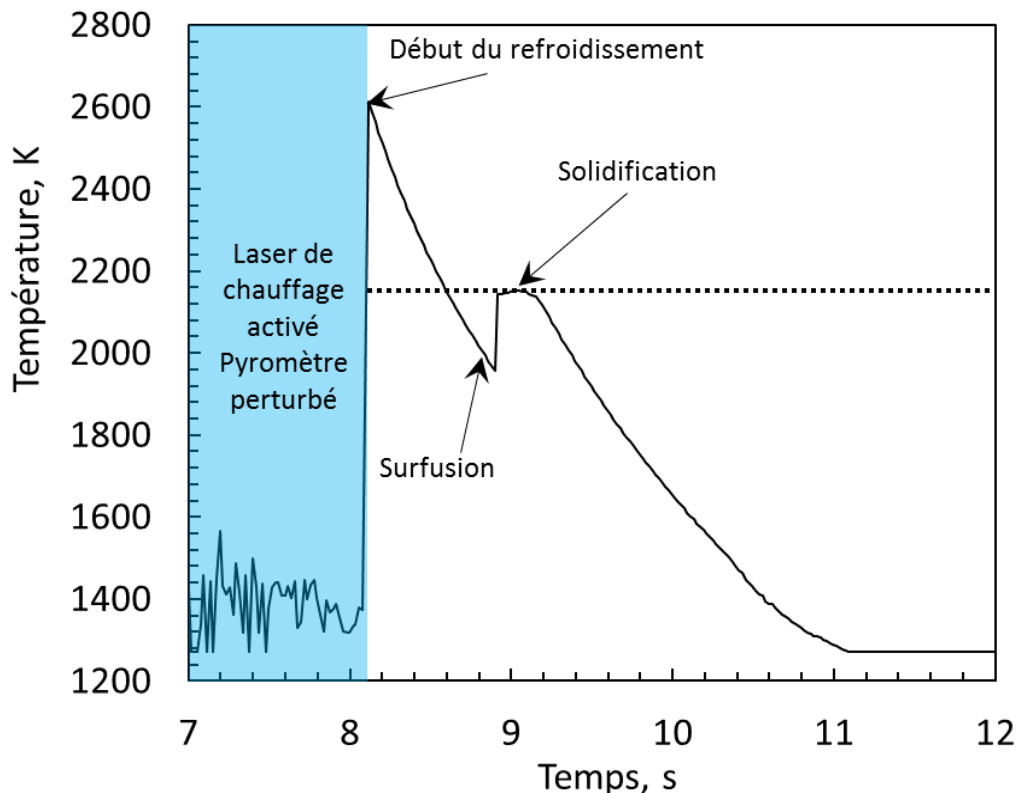


Figure 5 : Évolution en fonction du temps pour une expérience-typique.

4.2. Tests sur trois métaux purs

Dans le but de valider la méthode de mesure de la masse volumique de métaux liquides, des essais ont été effectués sur trois métaux purs dont les propriétés sont connues : le fer, le zirconium et le niobium. Pour chaque élément, cinq tests sont effectués pour vérifier la reproductibilité des résultats et en estimer les incertitudes.

La masse volumique a donc été calculée à partir de la méthodologie précédemment présentées et la température mesurée par le pyromètre. La fréquence d'acquisition de la caméra haute vitesse est de 1 000 images par seconde ; sur la totalité des enregistrements, il y a donc plus de 10 000 données. Pour rendre plus claire et aérée la représentation graphique, une masse volumique moyenne et son écart-type ont été calculés pour des ensembles de données portant sur un intervalle d'environ 50 °C. À cette incertitude, il faut ajouter celle sur l'estimation du volume donnée par la relation (3) (celle sur la masse est négligée). La majorité de l'incertitude sur la masse volumique provient de l'estimation du volume (90 %).

Les figures 9 à 11 présentent les résultats expérimentaux pour les trois éléments purs testés et comparés avec les données de la littérature [9-10]. La ligne verticale pointillée symbolise la température de fusion. D'une manière générale, les écarts-types à l'état solide sont plus importants qu'à l'état liquide, quel que soit l'élément testé. Pour les trois éléments à l'état liquide, les résultats expérimentaux sont en bon accord avec ceux de la littérature. À l'état solide, les résultats pour le niobium (figure 6) sont inférieurs quoique toujours dans l'intervalle de confiance. Pour le zirconium, la cohérence est satisfaisante (figure 7). Enfin pour le fer (figure 8) toujours à l'état solide, la littérature mentionne les travaux de Mills [11], lesquels fournissent également des résultats concordant avec nos expériences.

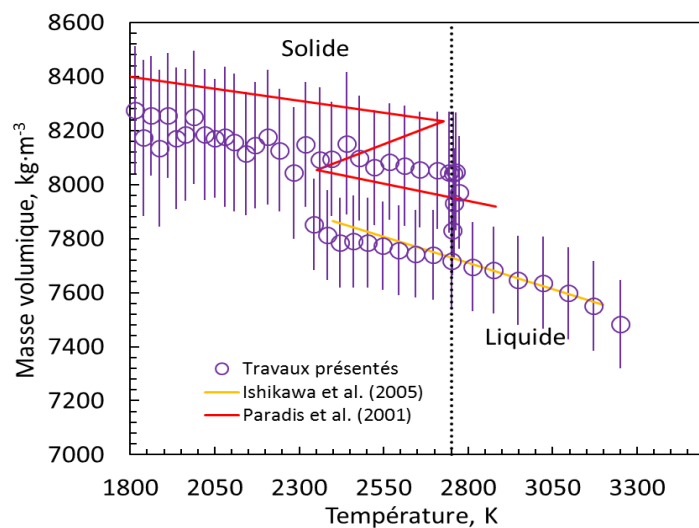


Figure 6 : Masse volumique en fonction de la température pour le niobium.

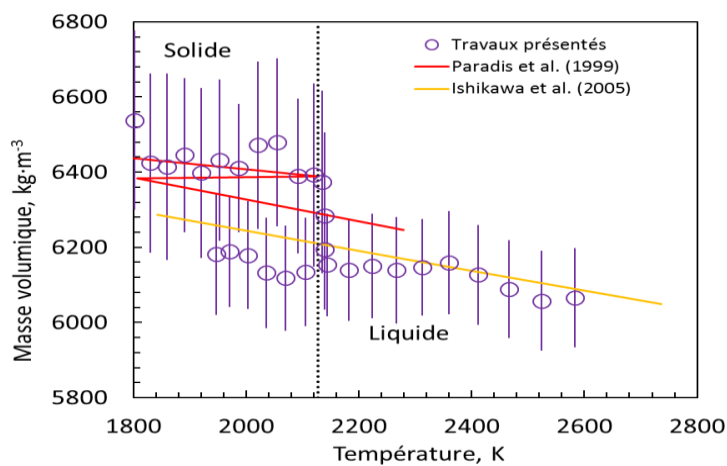


Figure 7 : Masse volumique en fonction de la température pour le zirconium.

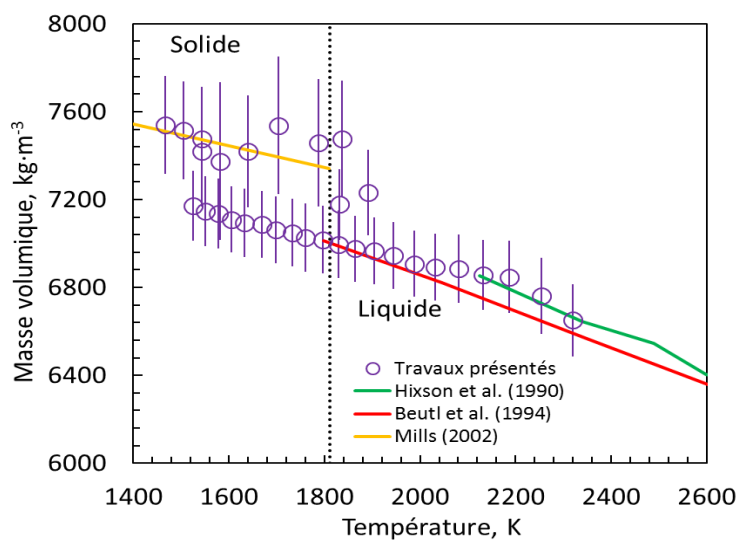


Figure 8 : Masse volumique en fonction de la température pour le fer.

5. Conclusion

Des mesures de masse volumique de métaux liquides à partir d'une technique de lévitation aérodynamique ont été présentées. Expérimentalement, un échantillon mis en lévitation par un jet d'argon est chauffé par laser jusqu'à sa température de fusion et au-delà puis refroidit une fois le laser éteint. Une instrumentation adaptée filme l'échantillon et mesure sa température. Le traitement de chaque image permet d'estimer le volume de l'échantillon. Enfin, connaissant la masse, la masse volumique est ensuite calculée, tracée en fonction de la température puis comparée aux données issues de la littérature, lesquelles valident nos mesures. Une estimation des incertitudes a pu mettre en évidence que la principale source d'erreur est l'estimation du volume par binarisation (90 % de l'incertitude totale), le complément étant lié aux fluctuations de l'échantillon en lévitation et aux problèmes éventuels de pureté des corps testés. Même si l'amélioration de la méthode d'estimation du volume est le principal point à améliorer, les mesures de masse volumique donnent satisfactions et le dispositif est à présent à dédier à la mesure de deux nouvelles propriétés thermophysiques : la viscosité et la tension de surface.

Références

- [1] L. Dejaeghere, *Méthode de mesure par pyrométrie multispectrale et développement d'un dispositif à hautes températures*, thèse, Université Bretagne Sud, 2016.
- [2] E. C. Okress *et al*, *Electromagnetic Levitation of Solid and Molten Metals*, *J. Appl. Phys.*, vol. 23, n° 5, p. 545-552, may 1952.
- [3] W. Rhim *et al.*, *An electrostatic levitator for high-temperature containerless materials processing in Ig*, *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 64, n° 10, p. 2961-2970, oct. 1993.
- [4] E. H. Trinh et C. Hsu, *Equilibrium shapes of acoustically levitated drops*, *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 79, n° 5, p. 1335-1338, may 1986.
- [5] J. C. Barbé *et al*, *High-Temperature Containerless Viscosity Measurement by Gas-Film Levitation*, *International Journal of Thermophysics*, p. 13, 1999.
- [6] B. Lamien et al, Développement d'un dispositif expérimental pour la caractérisation de métaux liquides autour du point de fusion par lévitation aérodynamique, actes du colloque SFT, 29 mai – 1^{er} juin 2018, Pau, France, p. 544-551.
- [7] N. Otsu, *A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms*, *IEEE Trans. Syst. Man Cybern.*, vol. 9, jan. 1979.
- [8] O. Vincent, O. Folorunso, *A Descriptive Algorithm for Sobel Image Edge Detection*, InSITE 2009: Informing Science + IT Education Conference, 2009.
- [9] P.-F. Paradis et al, *Non-contact measurements of thermophysical properties of niobium at high temperature*, *J. Mater. Sci.*, vol. 36, n° 21, p. 5125-5130, nov. 2001
- [10] T. Ishikawa, P.-F. Paradis, *Thermophysical properties of molten refractory metals measured by an electrostatic levitator*, *J. Electron. Mater.*, vol. 34, n° 12, p. 1526-1532, dec. 2005.
- [11] K. C. Mills, *Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys*. Cambridge: Woodhead, 2002.

Méthode de caractérisation simultanée des diffusivités thermiques d'un matériau bicouche constitué d'un revêtement mince déposé sur un substrat

Elissa El Rassy*, Yann Billaud, Didier Saury

Institut Pprime UPR CNRS 3346 - CNRS / ENSMA / Univ. Poitiers
1 avenue Clément Ader, B.P. 40109, F-86961, Futuroscope Chasseneuil CEDEX, FRANCE

*(auteur correspondant : elissa.el-rassy@ensma.fr)

Résumé - Ce travail présente une méthode permettant l'identification simultanée des diffusivités thermiques d'un substrat (pouvant être isotrope ou orthotrope), ainsi que d'un revêtement ou d'un film mince déposé sur ce dernier. L'estimation des diffusivités thermiques repose sur la résolution d'un problème inverse par minimisation de l'écart quadratique entre la réponse d'un modèle semi-analytique 3D et les mesures issues d'une unique expérience de type 'méthode flash 3D', au moyen d'un algorithme de type stochastique. Un unique essai, non intrusif et ne nécessitant pas de séparer les matériaux, est suffisant, au cours duquel l'évolution de la température est mesurée par caméra infrarouge sur l'une des faces de l'échantillon. L'évolution des températures au sein du matériau est générée par une excitation non uniforme et quasi-instantanée imposée, au moyen d'un laser CO₂, sur la face correspondant à la mesure. Les difficultés liées à la maîtrise de l'excitation, en termes de distribution du flux imposé ou de l'énergie absorbée par le matériau, sont surmontées en estimant les paramètres associés à l'excitation simultanément à l'estimation des diffusivités thermiques. La méthode est évaluée sur des données simulées et les résultats de l'identification correspondants à deux configurations étudiées, en termes de face de mesure et d'excitation, sont présentés et commentés.

Mots clés : Matériau bicouche, estimation de paramètres, méthode flash, problème inverse, quadripôles thermiques.

Nomenclature

<i>Symboles Latin</i>			<i>Symboles grecs</i>		
a_x, a_y, a_z	Diffusivités thermiques	$m^2 \cdot s^{-1}$	α_m, β_n	Pulsations des harmoniques	$rad \cdot m^{-1}$
\bar{a}	Tenseur de diffusivités	$m^2 \cdot s^{-1}$	ρ	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
C	Capacité thermique	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	$\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$	Conductivités thermiques	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
f	fonction objectif		$\bar{\lambda}$	Tenseur de Conductivités	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$F_{x,y}$	Fonction de forme	m^{-2}	$\xi_{m,n}(t)$	Harmoniques normalisés	K
$F_{m,n}$	Fonction de forme adimensionnée		$\xi_{m,n}(p)$	Harmoniques normalisés dans le domaine de Laplace	$K \cdot s$
h	Coefficient d'échange thermique	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$\theta_{m,n}(p)$	Harmoniques dans le domaine de Laplace	$K \cdot m^2 \cdot s$
l_x, l_y, l_z	Dimensions de l'échantillon	m	$\phi_{m,n}^{ex}(p)$	Excitation dans l'espace de Fourier et le domaine de Laplace	J
p	Variable de Laplace		$\phi_{x,y}^{ex}(t)$	Excitation dans	$W \cdot m^{-2}$

				l'espace physique et dans le temps reel
Q	Energie déposée sur le matériau	J	β	Vecteur de paramètres à estimer
Sr	Sensibilités réduites	K	$\hat{\beta}$	Vecteur de paramètres optimaux
r	Le rayon du spot laser	m	Indices exposants	
T	Température relative	K	x, y, z	coordonnées cartésiennes
$u(t)$	fonction temporelle du faisceau laser	s^{-1}	m, n	modes spatiaux
			1,2,i	numéro de la couche

1. Introduction

La mesure de température ou thermométrie par phosphorescence (LIP : Laser-Induced Phosphorescence) est une technique de mesure optique fréquemment utilisée pour les mesures de température sur les éléments mobiles d'un moteur à combustion interne [1][2] comme les soupapes [3] ou les pistons [4][5], mais également pour d'autres applications [6][7]. Cette technique utilise les propriétés de phosphorescence de certains matériaux pour déterminer la température de surface, à partir de mesures de l'intensité radiative émise. La caractérisation thermique de cette couche de phosphore, notamment sa diffusivité thermique, est essentielle dans le but de prédire l'intensité des transferts de chaleur au sein de cette couche mince et ainsi prédire la température de surface du matériau recouvert.

Plusieurs auteurs ont développé des méthodes permettant la mesure de la diffusivité thermique de revêtements déposés sur des substrats, mais la plupart considère que celle du substrat est connue a priori [8][9] ou déterminée séparément au cours d'une expérience précédente [10][11]. La présente étude concerne l'estimation simultanée de la diffusivité thermique du revêtement et du substrat. Le cas d'un revêtement ou d'une couche mince déposée sur un substrat est un cas particulier de matériau bicouche dans lequel l'épaisseur du dépôt est très petite devant celle du substrat. L'identification proposée dans le cadre de cette étude repose sur une méthode d'estimation directe qui minimise l'écart quadratique entre les mesures issues d'une unique expérience de type 'flash' [12] réalisées par camera IR et les sorties d'un modèle direct semi-analytique basé sur les « quadripôles thermiques 3D » [13]. Les paramètres recherchés sont identifiés en appliquant un algorithme d'optimisation stochastique global de type essaim particulaire (PSO : Particle Swarm Optimization) [14].

Dans un premier temps, le modèle direct ainsi que la méthode d'estimation, sont présentés. L'estimation est menée ensuite sur un matériau bicouche composé d'une couche mince de phosphore déposée sur un substrat faiblement diffusif. Une étude de faisabilité et de robustesse, basée sur des données simulées et bruitées, est présentée. Les résultats obtenus en considérant deux configurations expérimentales et différentes hypothèses sur la nature du substrat (isotrope ou orthotrope) sont présentés et discutés.

2. Modélisation et méthode d'estimation

La méthode d'identification proposée dans cette étude est basée sur un modèle de transfert thermique tridimensionnel analytique permettant de simuler, dans un temps compatible avec une identification de type stochastique (ici PSO), une expérience de type « flash ». Ce modèle décrit la conduction transitoire de la chaleur au sein d'un matériau bicouche homogène et opaque, après exposition à une excitation thermique non uniforme et quasi-instantanée. Comme présentées dans la Figure 1, les deux couches ont les mêmes dimensions dans le plan XY ($lx_1 = lx_2 = lx$, et $ly_1 = ly_2 = ly$). Les faces latérales sont supposées thermiquement isolées, tandis que les faces avant et arrières sont soumises à des pertes convectives et radiatives, ces dernières étant linéarisées et regroupées dans un terme de refroidissement global représenté par un coefficient d'échange thermique dont la valeur est prise égale à $h = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, valeur communément admise pour ce type de configuration expérimentale.

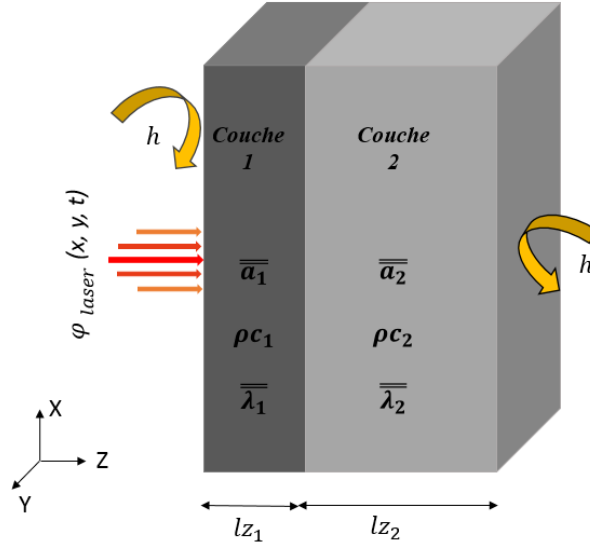


Figure 1 : Matériau bicouche soumis à une excitation non-uniforme de type flash sur l'une des deux faces.

En outre, à $t = 0$, le système est supposé être en équilibre thermique à T_∞ . Il est important de souligner que l'ensemble des températures considérées dans ce modèle sont relatives à la température de l'environnement (i.e. $T(x, t = 0) = 0$). La résistance thermique à l'interface entre les deux couches est négligée. De plus, l'excitation thermique doit être choisie de façon à générer une élévation de température suffisante pour être mesurée mais modérée afin de pouvoir considérer les propriétés thermophysiques des matériaux constantes. Le système d'équations aux dérivées partielles qui décrit les transferts de chaleur dans le système, les conditions aux interfaces, ainsi que les conditions limites et initiales sont présentées ci-dessous.

$$\text{Couche 1} \quad \left\{ \frac{\partial T_1}{\partial t} = a_{x,1} \cdot \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + a_{y,1} \cdot \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} + a_{z,1} \cdot \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \quad z \in [0, l_{z,1}], t > 0 \right. \quad (1)$$

$$\text{Couche 2} \quad \left\{ \frac{\partial T_2}{\partial t} = a_{x,2} \cdot \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + a_{y,2} \cdot \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} + a_{z,2} \cdot \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \quad z \in [l_{z,1}, l_{z,1} + l_{z,2}], t > 0 \right. \quad (2)$$

$$\text{Interfaces} \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda_{z,1} \cdot \frac{\partial T_1(z = l_{z,1-})}{\partial z} = \lambda_{z,2} \cdot \frac{\partial T_2(z = l_{z,1+})}{\partial z} \quad z = l_{z,1}, t > 0 \\ T_2(z = l_{z,1-}) = T_1(z = l_{z,1+}) \quad z = l_{z,1}, t > 0 \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\text{Conditions Limites} \quad \left\{ \begin{array}{l} -\lambda_{z,1} \frac{\partial T_1}{\partial z} = -hT_1 + \phi(x, y, t) \quad z = 0, t > 0 \\ -\lambda_{z,2} \frac{\partial T_2}{\partial z} = -hT_2 \quad z = l_{z,1} + l_{z,2}, t > 0 \\ -\lambda_{x,1} \frac{\partial T_1}{\partial x} = 0, -\lambda_{x,2} \frac{\partial T_2}{\partial x} = 0 \quad x = 0, x = l_x, t > 0 \\ -\lambda_{y,1} \frac{\partial T_1}{\partial y} = 0, -\lambda_{y,2} \frac{\partial T_2}{\partial y} = 0 \quad y = 0, y = l_y, t > 0 \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\text{Conditions Initiales} \quad \{T_1(x, y, z) = 0, T_2(x, y, z) = 0 \quad t = 0 \quad (5)$$

2.1. Modèle mathématique

Afin de résoudre le système d'équations présenté ci-dessus, la température est projetée (i) dans le domaine de Fourier cosinus pour l'espace, $B_{m,n} = \cos\left(m \cdot \pi \cdot \frac{x}{l_x}\right) \cdot \cos\left(n \cdot \pi \cdot \frac{y}{l_y}\right)$, et (ii) dans le domaine de Laplace pour le temps, selon le principe des transformations intégrales.

Le changement de variable effectué correspond aux harmoniques:

$$\theta_{m,n}(z, p) = \int_0^\infty \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} T(x, y, z, t) \cdot \cos\left(m \cdot \pi \cdot \frac{x}{l_x}\right) \cos\left(n \cdot \pi \cdot \frac{y}{l_y}\right) \cdot e^{-pt} \cdot dx \cdot dy \cdot dt \quad (6)$$

Le problème ainsi posé peut être résolu à l'aide du formalisme des quadripôles thermique [28]:

$$\begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=0, p) \\ \phi_{m,n}^{ex}(p) - h_f \theta_{m,n}(z=0, p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{m,n}(p) & B_{m,n}(p) \\ C_{m,n}(p) & D_{m,n}(p) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \theta_{m,n}(z=lz_2, p) \\ h_b \theta_{m,n}(z=lz_2, p) \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$\text{avec} \begin{bmatrix} A_{m,n}(p) & B_{m,n}(p) \\ C_{m,n}(p) & D_{m,n}(p) \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} a_{m,n,1}(p) & b_{m,n,1}(p) \\ c_{m,n,1}(p) & d_{m,n,1}(p) \end{bmatrix}}_{\text{couche1}} \times \underbrace{\begin{bmatrix} a_{m,n,2}(p) & b_{m,n,2}(p) \\ c_{m,n,2}(p) & d_{m,n,2}(p) \end{bmatrix}}_{\text{couche2}} \quad (8)$$

$$a_{m,n,i}(p) = d_{m,n,i}(p) = \cosh(l_{z,i} \cdot K_{m,n,i}(p)), \quad b_{m,n,i}(p) = \frac{\sinh(l_{z,i} \cdot K_{m,n,i}(p))}{\lambda_{z,i} \cdot K_{m,n,i}(p)},$$

$$c_{m,n,i}(p) = \lambda_{z,i} \cdot K_{m,n,i} \cdot \sinh(l_{z,i} \cdot K_{m,n,i}(p))$$

$$K_{m,n,i}(p) = \sqrt{\frac{p}{a_{z,i}} + \alpha_m^2 \cdot \frac{a_{x,i}}{a_{z,i}} + \beta_n^2 \cdot \frac{a_{y,i}}{a_{z,i}}}, \quad \lambda_{z,i} = \rho_i \cdot C_i \cdot a_{z,i}, \quad \alpha_m = \frac{m \cdot \pi}{l_x}, \quad \beta_n = \frac{n \cdot \pi}{l_y}$$

ϕ^{ex} représente l'excitation thermique composée d'un terme lié à l'intensité du pulse, d'un terme décrivant sa distribution spatiale et d'un terme décrivant son évolution temporelle : $\phi_{x,y}^{ex}(t) = Q \cdot F_{x,y} \cdot u(t)$. Dans l'espace de « Laplace-Fourier » cette fonction peut s'écrire de la manière suivante:

$$\phi_{mn}^{ex}(p) = Q \cdot F_{m,n} \cdot u(p) \quad \text{avec} \quad F_{m,n} = \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} F_{x,y} \cdot \cos\left(m \cdot \pi \cdot \frac{x}{l_x}\right) \cos\left(n \cdot \pi \cdot \frac{y}{l_y}\right) \cdot dx \cdot dy.$$

L'excitation étant considérée impulsionnelle, $u(p) = 1$. Après résolution du système d'équations les harmoniques en face avant peuvent s'écrire de la forme suivante :

$$\theta_{m,n}(z=0, p) = \frac{Q \cdot F_{m,n} \cdot u(p) \cdot (A_{m,n}(p) + B_{m,n}(p) \cdot h)}{C_{m,n}(p) + D_{m,n}(p) \cdot h + A_{m,n}(p) \cdot h + B_{m,n}(p) \cdot h^2} \quad (9)$$

En pratique on utilisera les harmoniques normalisées $\xi_{m,n} = \theta_{m,n}/(l_x \cdot l_y)$. Après retour dans l'espace temporel, réalisé par transformation de Laplace inverse numérique (algorithme de De Hoog), les harmoniques normalisées $\xi(z=0, t)$ sont considérées comme les sorties du modèle, avec m et n les fréquences spatiales considérées. Ici les harmoniques correspondant aux valeurs de m et $n \in [0, 2, 4, 6]$ sont considérées suffisantes pour capturer les phénomènes mis en jeu.

2.2. Résolution du problème inverse

La résolution de ce problème inverse consiste à identifier le vecteur paramètres $\hat{\beta}$ qui minimise la fonction « objectif » f . Cette dernière représente ici l'écart quadratique entre la sortie du modèle semi-analytique $\xi_{m,n}^{mod}(\beta, t)$ et les mesures correspondantes auxquelles les mêmes transformations intégrales spatiales sont appliquées, $\xi_{m,n}^{mes}(t)$.

$$f = \min_{\beta} \sum_{m=0}^6 \sum_{n=0}^6 [\xi_{m,n}^{mod}(\beta, t) - \xi_{m,n}^{mes}(t)]^2 \quad (10)$$

Les difficultés liées à la maîtrise de l'excitation sont surmontées en estimant les paramètres associés à l'excitation, simultanément avec les diffusivités thermiques. Le vecteur paramètres à estimer est ainsi $\beta = [a_{x,1}, a_{y,1}, a_{z,1}, a_{phos}, R_{0,0}, R_{0,2}, R_{2,2}, \dots, R_{m,n}, \dots, R_{6,6}]$ 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 de la nature du substrat. Dans le cas d'un matériau orthotrope, $\bar{a} = [a_x, a_y, a_z]$, tandis que dans le cas d'un matériau considéré isotrope, $a_x = a_y = a_z = a$. Le nombre de paramètres à estimer dépend également du nombre de modes choisis, ici m et $n \in [0, 2, 4, 6]$. Ainsi la taille du vecteur paramètre β vaut 20 si le substrat est orthotrope et 18 si ce dernier est isotrope. Compte tenu des conditions aux limites et du nombre important de paramètres à estimer, les algorithmes déterministes (e.g. descente de gradient) se sont révélés moins adaptés que les algorithmes stochastiques. Ainsi, l'algorithme d'optimisation par essais particuliers, de nature stochastique et d'ordre zéro (sans gradient), a montré de bonnes performances pour ce type de problèmes [15]. La méthode d'identification est maintenant testée sur des données synthétiques bruitées. Cette pré-étude va permettre de s'assurer de la faisabilité et de la robustesse de la méthode et d'envisager, ou pas, de confronter celle-ci à des mesures expérimentales.

3. Résultats et discussion

Le choix du substrat est un élément de premier ordre. Un substrat très diffusif (i.e. le cuivre) a été testé et a montré la nécessité de disposer d'une fréquence d'acquisition très importante afin de capturer la dynamique des transferts thermiques et ainsi estimer les paramètres recherchés. Un substrat peu diffusif est jugé plus adapté pour cet exercice. L'échantillon considéré est ainsi constitué d'une couche (substrat) de HDPE (High Density Polyethylene) d'épaisseur $l_z = 2 \text{ mm}$, de capacité thermique $C = 1900 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, de masse volumique $\rho = 950 \text{ kg.m}^{-3}$ et de diffusivité thermique $a = 2.77 \times 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ [valeurs issues de [16]]. Ce substrat est recouvert d'une couche mince de phosphore d'épaisseur $l_z = 50 \mu\text{m}$, de capacité thermique $C = 470 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, de masse volumique $\rho = 2800 \text{ kg.m}^{-3}$ et de diffusivité thermique a de l'ordre de $1,0 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ (valeurs issues de [17]). Une étude préliminaire a montré que la fenêtre d'exploitation permettant le meilleur rapport précision/temps de calcul était $l_x = l_y = 50 \text{ mm}$. Le modèle étant destiné à reproduire une expérience de type « flash 3D », il convient de modéliser la forme de l'excitation. Une distribution du flux imposé (dont la forme spatiale est de type polynomial cubique [18,19], est utilisé pour simuler l'excitation correspondant à un laser CO₂. Cette forme peut être décrite, selon x , comme suit :

$$f(x) = \frac{1}{r} \begin{cases} 1 - 3\left(\frac{x}{r}\right)^2 - 2\left(\frac{x}{r}\right)^3 & \text{for } -r \leq x < 0 \\ 1 - 3\left(\frac{x}{r}\right)^2 + 2\left(\frac{x}{r}\right)^3 & \text{for } 0 \leq x < r \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (11)$$

La même fonction étant utilisée selon y , la fonction de forme s'écrit $F_{x,y} = f(x) \cdot f(y)$, qui, après projection dans l'espace de fourrier cosinus, va aboutir au facteur de forme sans dimension suivant :

$$F_{m,n} = \frac{24^2}{r^8 \cdot \alpha_m^4 \cdot \beta_n^4} \left[\left(\cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) \times \left(\cos(\alpha_m r) - 1 + \frac{\alpha_m r}{2} \times \sin(\alpha_m r) \right) \right) \right. \\ \left. \times \left(\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \times \left(\cos(\beta_n r) - 1 + \frac{\beta_n r}{2} \times \sin(\beta_n r) \right) \right) \right] \quad (12)$$

Les paramètres utilisés pour décrire l'excitation correspondent à une énergie déposée sur le matériau de $Q = 0.56 \text{ J}$ et sur un rayon de spot $r = \frac{l_x}{5.55}$. Ce jeu de paramètre permet d'obtenir en face avant une élévation de température suffisante pour être mesurée et qui demeure suffisamment faible pour ne pas modifier significativement les propriétés des matériaux (typiquement $\approx 5^\circ\text{C}$) tout en restant cohérent avec un rayon pouvant être généré expérimentalement.

Les données exploitées correspondent à l'évolution de la température en face avant de l'échantillon $\xi_{m,n}^{mes}(z = 0, t)$, durant la phase de relaxation. L'expérience numérique est réalisée pour 2 configurations distinctes : l'excitation et les mesures sont effectuées (a) sur la face correspondant au phosphore et (b) sur la face correspondant au substrat. Un bruit de 5% est ajouté au signal synthétique. La valeur absolue de l'écart relatif entre les valeurs originales (i.e. utilisées pour effectuer la simulation directe) et les valeurs estimées, $|\Delta a|/a$, sont présentés dans le Tableau 1 pour les deux cas considérés (substrat isotrope ou orthotrope) et les deux configurations (a) et (b), avec et sans bruit. Le bon accord entre les valeurs estimées et les valeurs réelles des diffusivités confirme la faisabilité et la précision de la méthode d'estimation, et ce, malgré un important niveau de bruit de mesure considéré. Les résultats d'estimation des paramètres d'excitation ($R_{0,0}, R_{0,2}, R_{2,2}, \dots, R_{m,n}, \dots, R_{6,6}$), qui montrent également un très bon accord, ne sont pas présentés ici pour des raisons de brièveté.

Configuration		Config. (a)		Config. (b)		
Cas	bruit	Ecart relatif en %	0%	5%	0%	5%
			1	Substrat isotrope	$ \Delta a /a \times 100$	$5.37 \cdot 10^{-4} \%$
	Phosphore isotrope	$ \Delta a /a \times 100$	$2.06 \cdot 10^{-3} \%$	1.81 %	$6.18 \cdot 10^{-2} \%$	1.33%
2	Substrat orthotrope	$ \Delta a_x /a_x \times 100$	$2.56 \cdot 10^{-4} \%$	1.40%	$1.69 \cdot 10^{-3} \%$	1.02%
		$ \Delta a_y /a_y \times 100$	$2.84 \cdot 10^{-4} \%$	0.66%	$1.64 \cdot 10^{-3} \%$	0.45%
		$ \Delta a_z /a_z \times 100$	$1.77 \cdot 10^{-4} \%$	0.16%	$2.83 \cdot 10^{-4} \%$	0.33%
	Phosphore isotrope	$ \Delta a /a \times 100$	$5.61 \cdot 10^{-4} \%$	0.45%	$2.74 \cdot 10^{-2} \%$	0.42%

Tableau 1 : Résultats de l'estimation obtenus en fonction de la face d'excitation/mesures ((a) coté phosphore et (b) coté substrat), de la nature considérée du substrat (isotropes ou orthotropes), avec et sans bruit. Les valeurs imposées de diffusivités lors de la simulation directe, et donc recherchées dans le présent exercice, sont respectivement 0,277 pour le substrat et de $1 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ pour le phosphore.

Sans surprise, l'estimation correspondant à la configuration (a) (i.e. excitation et mesure réalisées sur la face du matériau que l'on cherche à la caractériser) donne les meilleurs résultats (erreur $< 2.1 \cdot 10^{-3} \%$ sans bruit et $< 2\%$ avec 5% bruit). Cependant les résultats concernant l'excitation et la mesure réalisées du côté du substrat, configuration (b), donne également des résultats très convaincants (erreur $< 6.2 \cdot 10^{-2} \%$ sans bruit et $< 1.4\%$ avec 5% bruit). Etant donné qu'une excitation du côté du phosphore peut dégrader ce matériau, une estimation en face arrière est donc plus adaptée d'un point de vue expérimental. Il convient cependant de préciser que le temps d'acquisition des données nécessaire pour une identification dans cette configuration est plus important que dans la configuration (a). Ce constat, bien qu'intuitif, est conforté par l'étude des sensibilités de l'observable à la diffusivité des 2 couches (Figure 2). Les sensibilités réduites sont choisies pour cette étude : $Sr_{m,n}(\beta_j, t) = \beta_j \cdot \frac{\partial \xi_{m,n}(\beta, t)}{\partial \beta_j}$. Pour des raisons de brièveté, seules les sensibilités des harmoniques (2,2) correspondantes au cas 1 (i.e. le substrat est isotrope) sont présentées. Le mode (2,2) est généralement considéré comme le mode de référence [20], étant donné que ce mode, de faible fréquence, est sensible seulement aux fluctuations qui sont simultanément non uniformes dans les deux directions X et Y. Le mode (0,0) est quant à lui très sensible aux variations environnementales, généralement plus bruité, et donc moins adapté à ce genre d'approche. Cette étude montre qu'une identification de la diffusivité est possible aux premiers instants dans le cas (a), tandis que l'identification nécessite un temps d'acquisition plus long pour le cas (b), lié à l'épaisseur et aux propriétés du substrat. Les temps de calculs étant proportionnels à la taille

de l'observable $\xi_{m,n}^{mes}(t)$, l'identification selon la configuration (b) est généralement trois fois plus longue. Pour finir, vu les niveaux de précision des estimations obtenus dans le cas où le substrat est orthotrope (cas 2) qui sont comparables à ceux où le substrat est isotrope (cas 1), il est tout à fait possible d'envisager sereinement l'utilisation de ce cas pour l'identification.

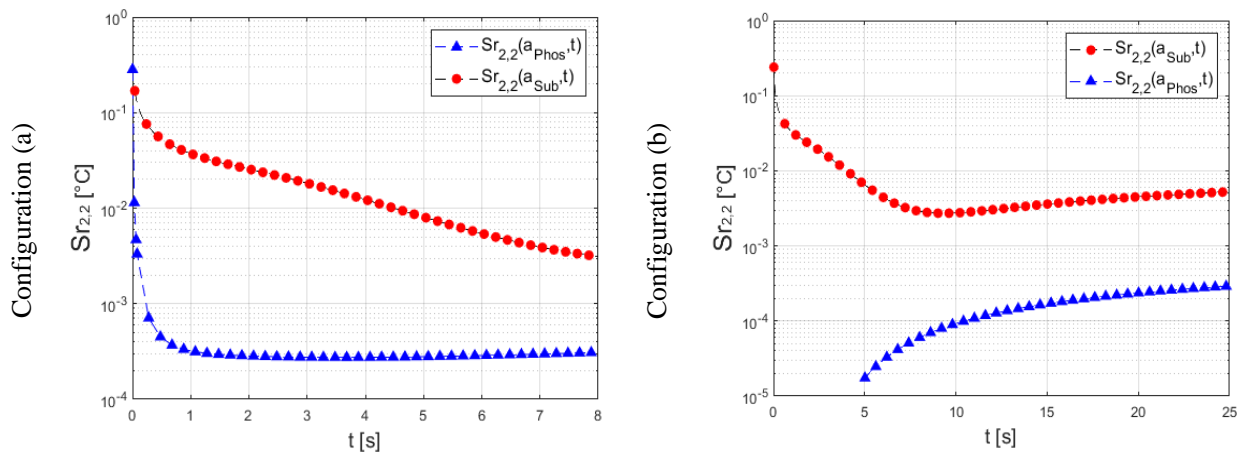


Figure 2 : Evolution des sensibilités réduites des harmoniques normalisées $\xi_{2,2}$ aux diffusivités thermiques des deux couches, en considérant le cas (1) pour les configurations (a) et (b).

4. Conclusion

Une méthode d'identification simultanée des diffusivités thermiques d'un revêtement et d'un substrat sur lequel il est déposé, a été présentée et appliquée de manière théorique sur la base d'une expérience de type « flash ». Le revêtement dont il est question et dont on cherche particulièrement à déterminer la diffusivité, correspond ici au phosphore qui est utilisé comme moyen de mesure de température via la méthode de thermométrie par phosphorescence. Les premiers essais ont montré l'intérêt de disposer le phosphore sur un substrat de faible diffusivité. En considérant un substrat de type polymère, deux configurations, en termes de face d'excitation / mesure (i.e. côté phosphore ou substrat), ont été étudiées numériquement, en considérant tour à tour le substrat de manière isotrope puis orthotrope. Les différentes estimations réalisées ont montré que le choix de la face d'excitation / mesure avait peu d'influence sur la valeur de la diffusivité obtenue, l'erreur étant inférieure à 2% quel que soit la configuration et le type du substrat (isotrope ou orthotrope). L'utilisation du laser directement sur le phosphore n'étant pas appropriée, cette étude a démontré que l'approche consistant à exciter et mesurer la température au niveau du substrat était adaptée à l'identification. Une étude de sensibilité a également été menée permettant d'établir le protocole expérimental, notamment en ce qui concerne la durée d'acquisition.

Références

- [1] M. Aldén, A. Omrane, M. Richter, and G. Särner, "Thermographic phosphors for thermometry: A survey of combustion applications," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 37, no. 4, pp. 422–461, Aug. 2011.
- [2] J. S. Armfield, R. L. Graves, D. L. Beshears, M. R. Cates, T. V. Smith, and S. W. Allison, "Phosphor Thermometry for Internal Combustion Engines," SAE International, Warrendale, PA, SAE Technical Paper 971642, May 1997.
- [3] N. Fuhrmann *et al.*, "Two-dimensional cycle-resolved exhaust valve temperature measurements in an optically accessible internal combustion engine using thermographic phosphors," *Appl. Phys. B*, vol. 106, no. 4, pp. 945–951, Mar. 2012.
- [4] N. Takada *et al.*, "Two-Dimensional Temperature Measurements in Diesel Piston Bowl Using Phosphor Thermometry," SAE International, Warrendale, PA, SAE Technical Paper 2009-24-0033, Sep. 2009.

- [5] J. T. Kashdan and B. Thirouard, “A Comparison of Combustion and Emissions Behaviour in Optical and Metal Single-Cylinder Diesel Engines,” *SAE International Journal of Engines*, vol. 2, no. 1, pp. 1857–1872, 2009.
- [6] S. Alaruri, T. Bonsett, A. Brewington, E. McPheeters, and M. Wilson, “Mapping the surface temperature of ceramic and superalloy turbine engine components using laser-induced fluorescence of thermographic phosphor,” *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 31, no. 5, pp. 345–351, May 1999.
- [7] R. Hasegawa, I. Sakata, H. Yanagihara, B. Johansson, A. Omrane, and M. Aldén, “Two-dimensional gas-phase temperature measurements using phosphor thermometry,” *Appl. Phys. B*, vol. 88, no. 2, pp. 291–296, Jul. 2007.
- [8] B. Hay, J.-R. Filtz, J. Hameury, G. Davée, L. Rongione, and O. Enouf, “Thermal-Diffusivity Measurement of Ceramic Coatings at High Temperature using ‘Front-Face’ and ‘Rear-Face’ Laser Flash Methods,” *International Journal of Thermophysics*, vol. 30, no. 4, pp. 1270–1282, Aug. 2009.
- [9] J.-L. Battaglia, A. Kusiak, M. Bamford, and J.-C. Batsale, “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.
- [10] I. Perry, B. Remy, and D. Maillet, “Thermal Characterization of a Multilayer Material Through the Flash Method,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 20, no. 2, pp. 231–237, 2006.
- [11] W. P. Adamczyk, T. Kruczek, G. Moskal, and R. A. Bialecki, “Nondestructive technique of measuring heat conductivity of thermal barrier coatings,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 111, no. Supplement C, pp. 442–450, Aug. 2017.
- [12] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, and G. L. Abbott, “Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity,” *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 9, pp. 1679–1684, Sep. 1961.
- [13] D. Maillet, S. André, J. C. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne, *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*. Wiley, 2000.
- [14] I. C. Trelea, “The particle swarm optimization algorithm: convergence analysis and parameter selection,” *Information Processing Letters*, vol. 85, no. 6, pp. 317–325, Mar. 2003.
- [15] Eberhart and Y. Shi, “Particle swarm optimization: developments, applications and resources,” in *Proceedings of the 2001 Congress on Evolutionary Computation (IEEE Cat. No.01TH8546)*, 2001, vol. 1, pp. 81–86 vol. 1.
- [16] “Polyethylene - High density - online catalog source - supplier of research materials in small quantities - Goodfellow.” [Online]. Available: <http://www.goodfellow.com/A/Polyethylene-High-density.html>. [Accessed: 24-Jan-2019].
- [17] C.-P. Ding, R. Honza, B. Böhm, and A. Dreizler, “Simultaneous measurement of flame impingement and piston surface temperatures in an optically accessible spark ignition engine,” *Appl. Phys. B*, vol. 123, no. 4, p. 110, Mar. 2017.
- [18] E. El Rassy, Y. Billaud, and D. Saury, “Simultaneous and direct identification of thermophysical properties for orthotropic materials,” *Measurement*, vol. 135, pp. 199–212, Mar. 2019.
- [19] E. Ruffio, *Estimation de paramètres et de conditions limites thermiques en conduction instationnaire pour des matériaux anisotropes*. Chasseneuil-du-Poitou, Ecole nationale supérieure de mécanique et d’aérotechnique, 2011.
- [20] 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,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 64, no. Supplement C, pp. 1064–1081, Sep. 2013.

Influence du traitement thermique sur les propriétés des résistances de platine d'un microcapteur de flux thermique

Youssef MOKADEM¹, Sylvie BEGOT^{1*}, François LANZETTA¹, Virginie MOUTARLIER², Jean-Yves RAUCH¹

¹Institut FEMTO-ST, CNRS, Univ. Bourgogne Franche-Comté
2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France

²Institut UTINAM, UMR CNRS 6213, 41 bis avenue de l'Observatoire, 25010 Besançon, France

* (auteur correspondant : sylvie.begot@univ-fcomte.fr)

Résumé - Cette étude se situe dans le cadre du développement de fluxmètres thermiques en microtechnologie. Ces fluxmètres consistent en deux résistances de platine déposées sur un substrat en verre. Dans une première partie, nous présentons le principe du fluxmètre et de la mesure de température. Dans une deuxième partie, nous présentons également les étapes de fabrication en salle blanche et les différentes températures de recuits étudiées. Nous présentons des résultats expérimentaux sur la variation de résistance observée selon les différentes températures de recuit et une analyse par Diffraction de Rayons X complétée par des images au microscope à balayage. Nous proposons comme hypothèse que la baisse de résistivité observée pour les faibles températures de recuit est due à l'amélioration du réseau cristallin et que la hausse observée pour les températures les plus élevées est due à la diffusion de la couche d'accroche en chrome dans le platine.

Nomenclature

D	taille de cristallite, nm	ϕ	densité de flux thermique, $W.m^{-2}$
e	épaisseur, m	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
K	constante de Scherrer	λ_x	longueur d'onde des rayons X, nm
l	longueur, m	ρ	résistivité, $\Omega.m$
S	section, m^2	<i>Indices et exposants</i>	
T	température, K	r	résiduel
<i>Symboles grecs</i>		T	température
α	coefficient de température, $^{\circ}C^{-1}$	0	référence
β	largeur à mi-hauteur, $^{\circ}$	1	côté source chaude
θ	angle de Bragg, rad	2	côté puits froid

1. Introduction

Cette étude se situe dans le cadre du développement de fluxmètres thermiques pour les microsystèmes. En effet, pour ces applications, il est nécessaire de développer une instrumentation spécifique dont les caractéristiques sont adaptées aux matériaux utilisables et aux procédés de fabrication. La mesure de température utilisant des résistances de platine est une méthode courante qui peut être utilisée pour concevoir un micro-capteur de flux thermique [1]. Ainsi, dans les fluxmètres à gradient, la mesure de flux est fondée sur l'application de la loi de Fourier en utilisant des mesures de température et les propriétés connues d'un substrat [2]. Il est donc particulièrement important que les mesures de température soient précises et répétables pour que le calcul du gradient de température et donc du flux soit correct.

Or, le procédé de fabrication des résistances déposées par pulvérisation cathodique se termine généralement une procédure de recuit à haute température [3]. Celui-ci n'est pas toujours compatible avec le substrat sur lequel sont déposées les résistances et peut entraîner

également des altérations du dépôt en raison de modifications de la couche d'accroche située entre le platine et le substrat. L'objet de cet article est d'étudier l'impact du recuit à faible température sur le comportement du capteur formé des résistances de platine, de la couche d'accroche et du substrat, afin de proposer une méthode de recuit adaptée. La première partie de l'article présente le concept du fluxmètre. La deuxième partie présente le procédé de fabrication et de recuit ainsi que les résistances réalisées. Dans la troisième partie de l'article, l'influence de différentes températures de recuit sur les propriétés électriques des résistances est étudiée. Des essais par Diffraction de Rayons X (DRX) sur des échantillons recuits à différentes températures sont exposés et comparés aux résultats précédents. Des images obtenues au Microscope Electronique à Balayage (MEB) sont présentées. En conclusion, une interprétation des phénomènes ainsi qu'une température optimale de recuit sont proposées.

2. Concept du fluxmètre

2.1. Principe de mesure du fluxmètre à gradient

Le principe de mesure est celui du fluxmètre à gradient (Figure 1). Le flux est alors relié aux températures par la loi de Fourier. En faisant l'hypothèse que le flux de chaleur est mono dimensionnel :

$$\phi = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

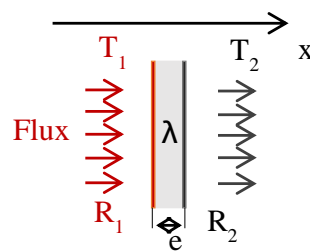


Figure 1 : Principe de mesure du fluxmètre à gradient

On note T_1 et T_2 les températures de part et d'autre d'un support de conductivité λ et d'épaisseur e et R_1 et R_2 les résistances des capteurs de températures résistifs utilisés.

2.2. Mesure de température par résistances en couches minces

La résistivité des métaux en couches minces peut être représentée par la loi de Matthiesen [4] :

$$\rho(T) = \rho_T + \rho_r \quad (2)$$

où ρ_T est le terme variable avec la température et ρ_r la résistivité résiduelle qui dépend des impuretés et des défauts du réseau cristallin. Si on suppose que la résistivité évolue linéairement avec la température, on peut écrire :

$$\rho(T) = \rho_0(1 + \alpha(T - T_0)) \quad (3)$$

où ρ_0 est la résistivité du métal à la température de référence T_0 et α le coefficient de température.

En terme de résistances, on a donc :

$$R(T) = \rho(T) \cdot \frac{l}{S} \quad (4)$$

avec l et S longueur et section de la piste. On en déduit :

$$R(T) = R_0[1 + \alpha(T - T_0)] \quad (5)$$

où R_0 est la résistance de la piste à la température de référence T_0 . Pour la mesure de température, il est important d'avoir un coefficient de température α élevé et ainsi qu'un terme de résistivité résiduelle ρ_r faible et stable. Ce dernier point peut être obtenu par un traitement thermique ou recuit.

3. Réalisation du capteur

Les détecteurs de température à résistance pour le capteur de flux de chaleur, ont été fabriqués dans la salle blanche MIMENTO à l'institut FEMTO-ST. Le fluxmètre est composé d'un substrat en verre Borofloat de dimensions $5 \times 5 \times 0.5 \text{ mm}^3$. Sur les 2 faces de ce substrat, sont déposées des résistances de platine de formes méandres ou spirales dessinées par photolithographie puis réalisées par pulvérisation cathodique. La zone active du capteur est un carré de 2 mm de côté. Pour assurer l'adhésion du platine sur le verre, une couche d'accroche est nécessaire. Dans notre cas, il s'agit d'une couche en chrome. Plus de détails sur la fabrication du fluxmètre sont donnés dans un article précédent [1]. Le schéma et une photographie du capteur sont présentés en Figure 2. La Figure 3 présente les différentes étapes de la micro fabrication. Les propriétés des matériaux sont présentées Tableau 1. Une fois les capteurs fabriqués, une dernière étape consiste en une procédure de recuit à l'air et à des températures T_A de 150°C , 200°C , 250°C , 300°C , 350°C pendant 6h. Une pente de $5^\circ\text{C}/\text{min}$ est appliquée jusqu'à la température souhaitée T_A . A la fin des 6h, les capteurs se refroidissent librement (Figure 4).

Propriétés	Platine	Chrome
Résistivité ρ_0 ($\Omega \cdot \text{m}$) à $T_0=25^\circ\text{C}$	10.58×10^{-8}	13.2×10^{-8}
α ($^\circ\text{C}^{-1}$) à $25\text{-}500^\circ\text{C}$	0.00392	0.00214

Tableau 1 : Propriétés des matériaux massifs

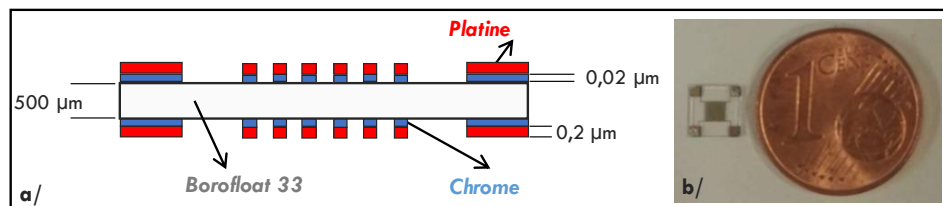


Figure 2 : Fluxmètre a/Schéma b/Capteur

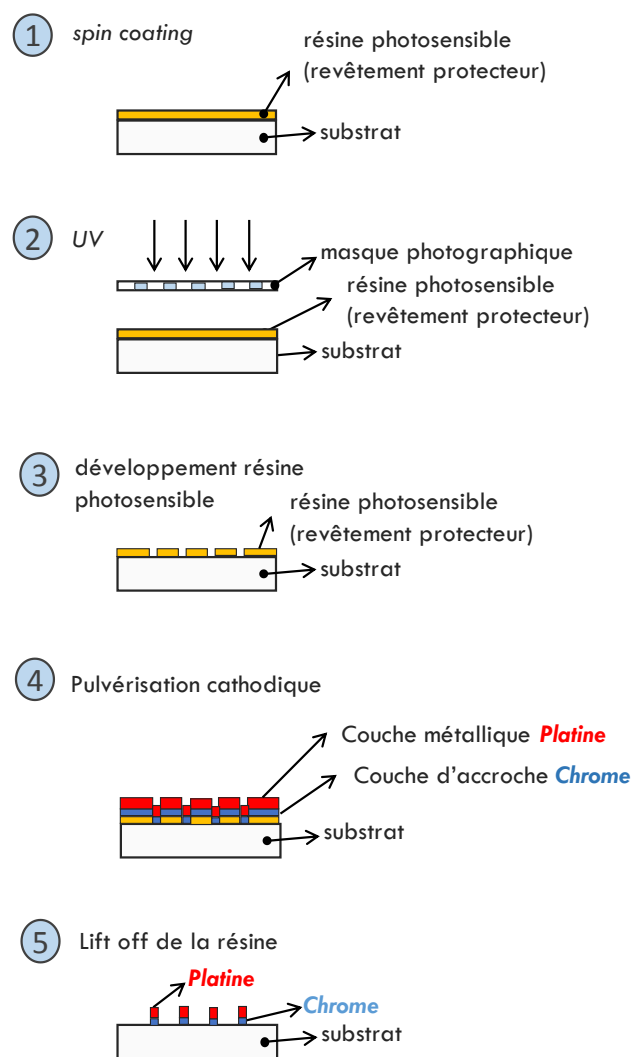


Figure 3 : Etapes de microfabrication du fluxmètre

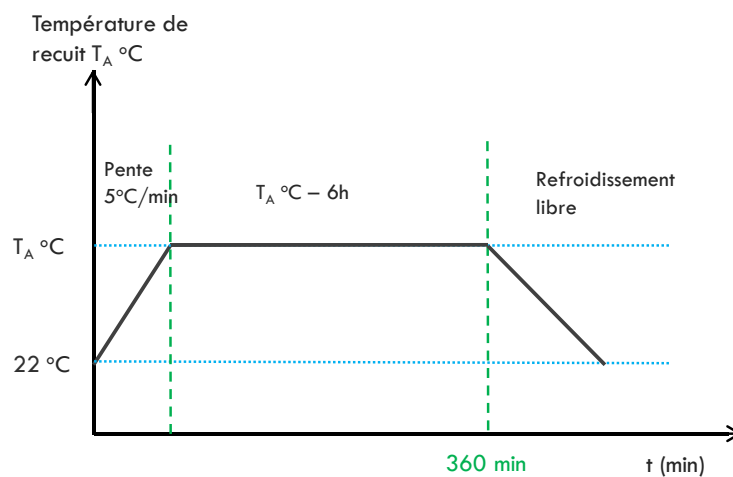


Figure 4 : Profil de température de la procédure de recuit

4. Résultats expérimentaux

4.1. Images au Microscope Electronique à Balayage

Les capteurs ont été observés au Microscope Electronique à Balayage (MEB) et gravés grâce à un Faisceau d'Ions Gallium Focalisés (Focused Ion Beam). Les résultats sont présentés sur la Figure 5 pour une vue d'ensemble d'un capteur et sur la Figure 6 pour une vue du dépôt chrome-platine d'un capteur sans recuit et avec recuit à 200°C en bord de piste. Après recuit, nous n'observons pas de structures cristallines de grande taille, ni d'altérations particulières comme celles observées pour des recuits à 700°C par Sreemany et Sen [5].

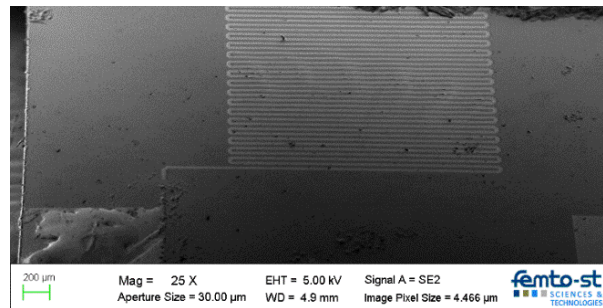


Figure 5 : Vue d'ensemble d'un capteur au MEB

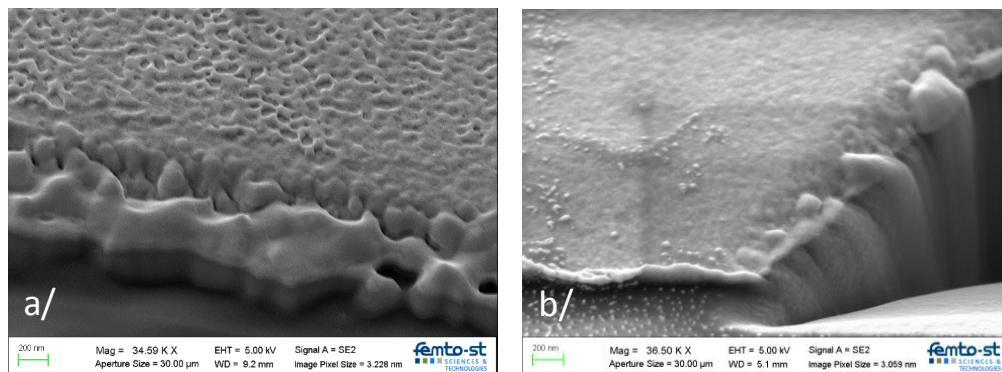


Figure 6 : a/Dépôt sans recuit b/Dépôt recuit 200°C

4.2. Evolution de la résistance en fonction de la température de recuit

Un jeu de 6 capteurs a été soumis à 6 températures de recuit différentes, puis leur résistance à température ambiante a été mesurée à l'aide d'un multimètre de précision Keithley 2100. La connexion est une connexion en 4 fils, et un courant de 1 mA est injecté pour limiter l'auto-échauffement du capteur. Les variations de leurs résistances de part et d'autre du substrat, avant et après recuit, sont présentées sur la Figure 7. Nous observons une baisse de la résistance, donc de la résistivité jusqu'à une température de recuit de 250°C puis une nette augmentation. Ces résultats confirment des premiers résultats obtenus précédemment pour 2 températures de recuit [1]. Schmid et Seidel [3] ont aussi remarqué en travaillant sur un dépôt de platine avec une couche d'accroche en titane une baisse de la résistivité pour des températures de recuit faibles suivi d'une augmentation pour des températures plus élevées. Afin d'interpréter ces résultats, nous avons procédé à d'autres analyses.

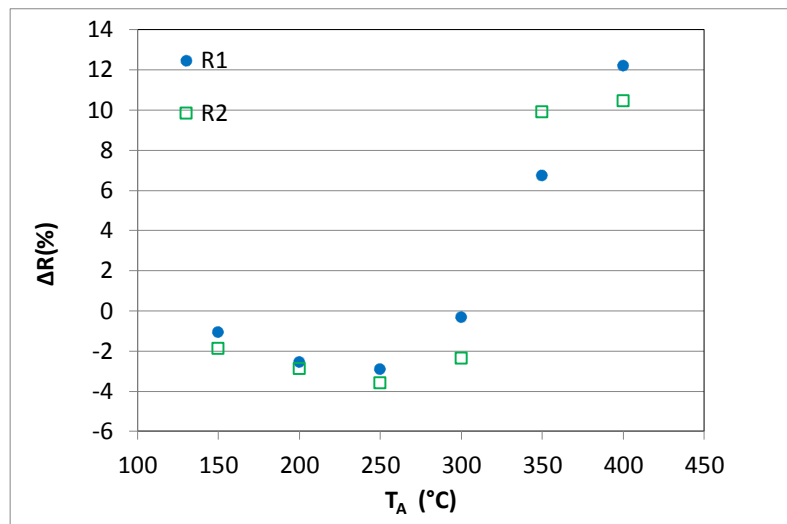


Figure 7 : Evolution de la résistance en fonction de la température de recuit

4.3. Mesures par Diffraction de Rayons X

Pour ce jeu de 6 capteurs, une analyse par Diffraction aux Rayons X (DRX) a été réalisée afin d'analyser l'évolution de leur structure cristallographique en fonction de leur température de recuit. La méthode générale consiste à bombarder l'échantillon avec des rayons X et à regarder l'intensité qui est diffractée selon l'orientation de l'espace. Le diffractogramme est présenté sur la Figure 8a. Nous observons que l'orientation de la structure du dépôt de platine se fait suivant la direction [1,1,1], ce qui est attendu pour cette méthode de dépôt et ce matériau. L'amincissement du pic de platine augmente avec les températures de recuit, entre 150°C et 300°C (Figure 8b) ce qui indique l'amélioration de la cristallinité et de la structure du film déposé, ainsi que la diminution du niveau de défauts. A partir de la température de 350°C, le pic s'élargit. Or, en l'absence d'autres phénomènes, le recuit devrait entraîner également une amélioration de la cristallinité, donc un affinement du pic de platine. D'autres phénomènes doivent donc être en cause.

Les données du diffractogramme permettent de pouvoir évaluer la taille des cristallites en utilisant la formule de Scherrer :

$$D = \frac{K\lambda_x}{\beta \cos\theta} \quad (6)$$

avec D taille de cristallite, λ_x longueur d'onde des rayons X, β largeur du pic à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum), θ angle de Bragg et K constante de Scherrer. Nous observons une hausse de la taille des cristallites jusqu'à une taille de 25 nm pour une température de recuit de 300°C (Figure 9). Cette évolution est cohérente avec l'évolution de la résistivité observée. En effet, une amélioration de la cristallinité du dépôt réduit la résistivité résiduelle entraînant une baisse de la résistance, qui est observée sur la Figure 7. La baisse de la résistivité peut également s'expliquer par une diminution des contraintes lors du recuit [5]. Au-delà d'une température de recuit de 300°C, nous observons une baisse de la taille des cristallites. A nouveau, cette évolution est cohérente avec l'augmentation de la résistance observée. Sreemani et Sen [5] ont également observé une hausse de la taille des cristallites de 20 nm à 30 nm pour des températures de recuit de 500°C d'un dépôt de platine sur un substrat en verre sans couche d'accroche. Par ailleurs, de nombreux travaux ont mis en évidence une diffusion de la couche d'accroche dans la couche de platine en cas de recuit [3][6][7]. Nous proposons donc comme hypothèse que la baisse de résistivité observée pour les faibles températures de recuit est due à l'amélioration du réseau cristallin et que la hausse observée pour les températures les plus

élevées est due à la diffusion et potentiellement l'oxydation de la couche d'accroche en chrome dans le platine.

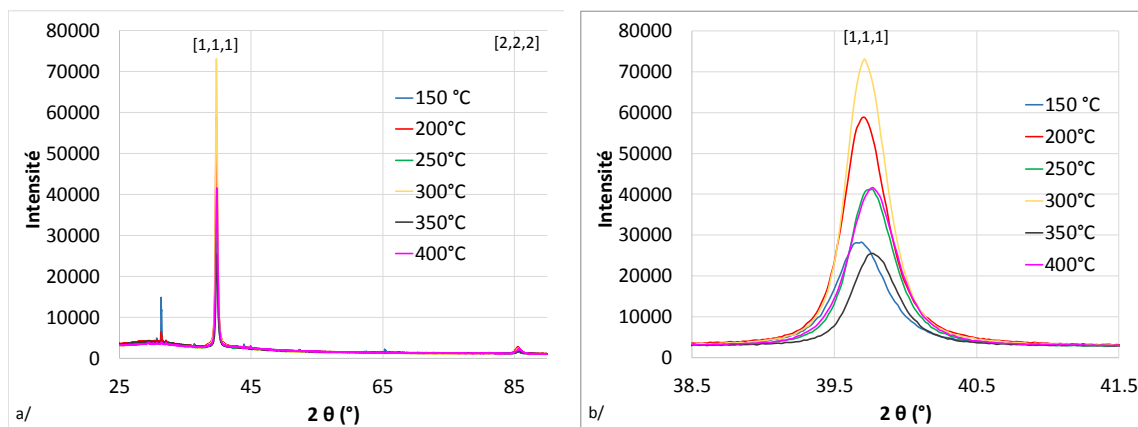


Figure 8 a/ Diffractogramme complet b/ centré sur le pic [1,1,1]

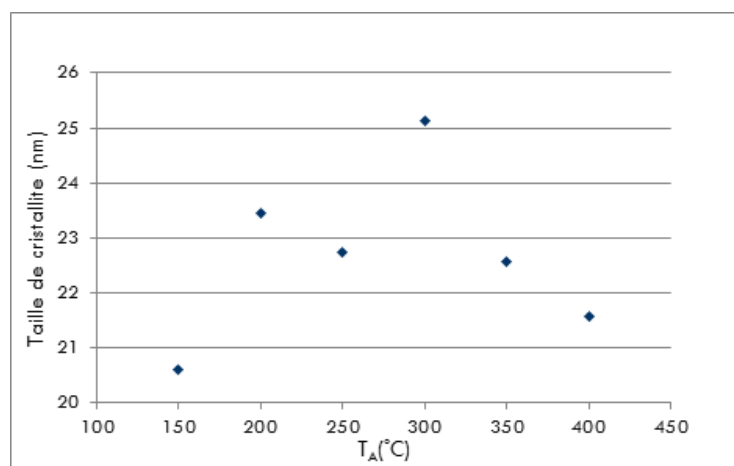


Figure 9 : Evolution de la taille des cristallites avec la température de recuit

5. Conclusion et perspectives

Dans cet article, nous avons étudié l'influence d'un recuit à basse température sur des résistances de platine destinées à un microcapteur de flux thermique. Nous avons appliqué différentes températures de recuit entre 150°C et 350°C et observé l'évolution de la résistance à température ambiante. Nous avons relevé une baisse de la résistance, suivie par une augmentation. Nous avons étayé nos observations par une analyse de l'évolution de diffractogrammes de rayons X, ainsi que des images au microscope électronique à balayage. Nous proposons comme hypothèse que la baisse de résistivité observée pour les faibles températures de recuit est due à l'amélioration du réseau cristallin et que la hausse observée pour les températures les plus élevées est due à la diffusion de la couche d'accroche en chrome dans le platine. Pour éviter la diffusion de la couche en chrome tout en améliorant le réseau cristallin du platine, la température optimale de recuit serait donc de 300°C. Les perspectives de ce travail concernent deux pistes principales. La première piste consiste à poursuivre le travail sur les propriétés du dépôt : il s'agit de réaliser une campagne d'études expérimentales permettant d'évaluer l'influence du recuit sur des capteurs composés de différentes couches

d'accroche (chrome, titane), et de différentes épaisseurs de dépôt. La seconde piste consiste à évaluer les capteurs réalisés dans leur mode de fonctionnement en capteur de flux thermique.

Références

- [1] A. Zribi, M. Barthes, S. Begot, F. Lanzetta, J.Y. Rauch, and V. Moutarlier. Design, fabrication and characterization of thin film resistances for heat flux sensing application. *Sensor Actuat. A: Phys.*, 245:26 – 39, 2016.
- [2] T.E. Diller. Advances in heat flux measurements. *Advances in Heat Transfer*, 23:279–368, 1993.
- [3] U. Schmid and H. Seidel. Effect of high temperature annealing on the electrical performance of titanium/platinum thin films. *Thin Solid Films*, 516(6):898 – 906, 2008.
- [4] Georges Asch and Bernard Poussery. *Les capteurs en instrumentation industrielle-8e éd.* Dunod, Paris, 2017.
- [5] M. Sreemany and S. Sen. Effect of substrate temperature and annealing temperature on the structural, electrical and microstructural properties of thin Pt films by rf magnetron sputtering. *Applied Surface Science*, 253(5):2739 – 2746, 2006.
- [6] S.Y. Kweon, S.K. Choi, S.J. Yeom, and J.S. Roh. Platinum hillocks in Pt/Ti film stacks deposited on thermally oxidized Si substrate. *Japanese Journal of Applied Physics*, 40(10R):5850, 2001.
- [7] R.M. Tiggelaar, R.G.P. Sanders, A.W. Groenland, and J.G.E. Gardeniers. Stability of thin platinum films implemented in high-temperature microdevices. *Sensor Actuat. A: Phys.*, 152(1):39 – 47, 2009.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude envers l'Ecole Universitaire de Recherche EIPHI (contrat "ANR-17-EURE-0002").

Comparaison de deux méthodes de mesure de conductivité thermique sur des matériaux isolants ou conducteurs

Thouraya SALEM¹, Nicolas DUJARDIN^{1*}, Vincent FEUILLET¹, Magali FOIS¹, Laurent IBOS¹

¹Centre d'études et de recherche en thermique, environnement et systèmes, Université Paris-Est
61, avenue du Général de Gaulle – 94000 Créteil

* (auteur correspondant : nicolas.dujardin@u-pec.fr)

Résumé - Dans cette étude, nous comparons deux méthodes de mesure de la conductivité thermique. L'une des méthodes considérées est normalisée. Il s'agit de la source plane transitoire, connue sous le nom de Hot-Disk dans sa version commerciale. La seconde méthode a été mise au point au CERTES. Il s'agit de la méthode DICO (Diffusivité, CONductivité) qui donne simultanément accès à la conductivité et à la diffusivité thermique par méthode périodique. Nous comparons ces techniques en caractérisant divers types de matériaux sur une large gamme de conductivité thermique (de 0,03 W.m⁻¹.K⁻¹ pour le PS à 110 W.m⁻¹.K⁻¹ pour le laiton).

Nomenclature

a	diffusivité thermique, m ² .s ⁻¹	τ	temps caractéristique, s
d	profondeur de pénétration, mm	λ	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
t	temps, s	<i>Indices et exposants</i>	
r	rayon de la sonde, mm	HD	Hot-Disk
<i>Symboles grecs</i>		RC	résistance de contact
ρ	masse volumique, kg.m ⁻³		

1. Introduction

Les méthodes de mesure de la conductivité thermique se différencient selon les modes (avec ou sans contact), les formes d'excitation (statique, impulsionnel, indiciel, périodique, aléatoire...) et les capteurs utilisés (mesures par contact de températures ou de flux, mesures sans contact (pyrométrie, thermographie) [1].

La sélection d'une technique de mesure spécifique pour caractériser la conductivité thermique d'un matériau peut s'avérer délicate. Elle repose sur plusieurs critères notamment le type de matériau (conducteur, isolant), la gamme de température d'analyse, les contraintes liées à son utilisation (possibilité d'avoir un contact ou non), la durée de mesure souhaitée et l'incertitude que l'on souhaite atteindre.

Dans cet article, nous comparons deux méthodes de mesure de la conductivité thermique. L'une des méthodes considérées est normalisée [2]. Il s'agit de la source plane transitoire, connue sous le nom de hot-disk dans sa version commerciale. La seconde méthode a été mise au point au CERTES. Il s'agit de la méthode DICO (Diffusivité, CONductivité) [3] qui donne simultanément accès à la conductivité et à la diffusivité thermique par méthode périodique. Cette méthode fournit également les incertitudes statistiques de ces deux grandeurs [4]. Dans un premier temps, la méthode du hot-disk est présentée. En particulier, les paramètres déterminants à la bonne réalisation des mesures par hot-disk sont précisés. Dans un second temps, la méthode DICO est présentée, avec un point particulier sur l'influence de la

résistance de contact. Enfin, les résultats obtenus par ces deux techniques sont comparés entre eux et aux valeurs issues de la littérature.

2. Matériaux étudiés

Les matériaux étudiés ont été choisis afin de couvrir une gamme de conductivité thermique allant de 0.03 à 110 W.m⁻¹.K⁻¹. Les matériaux étudiés sont le polystyrène extrudé (PS), le poly méthacrylate de méthyl (PMMA), le polyamide 6 (PA6), le bois de pin dans le sens parallèle aux fibres (Bois //, fibre) et perpendiculaire aux fibres (Bois ⊥, fibre), du verre Pyrex, de l'acier et du laiton.

Les caractéristiques et dimensions des échantillons étudiées sont données dans le tableau 1 :

	<i>Longueur</i>	<i>Largeur</i>	<i>Epaisseur</i>	ρ	$\lambda_{Attendue}$
	mm	mm	mm	kg.m ⁻³	W.m ⁻¹ .K ⁻¹
PS	52.7	52	20	34	0.028 ^[5]
PMMA	49.8	49.7	3.2	1173	0.1934 ^[6]
PA6	50.4	44.5	5	1127	0.363 ^[7]
Pyrex	50.3	50	4.9	1650	1.1318 ^[8]
Bois //, fibre	45.2	43.8	9.7	411	0.21 ^[9]
Bois ⊥, fibre	44.4	43.3	9.7	481	0.10 ^[9]
Acier	46.6	46.1	0.8	7705	14.20 ^[10]
Laiton			2	8427	100.4 ^[11]

Tableau 1 : *Caractéristiques des matériaux étudiés*

3. Caractérisation thermique par la méthode du Hot-Disk

3.1. Présentation et principe de fonctionnement de l'appareil

L'appareil utilisé dans notre étude est le Hot Disk Thermal Constants Analyser (TPS2500, Hot Disk AB, Göteborg, Suède). Les mesures ont été effectuées à température ambiante (20 ± 2 °C). La méthode du hot-disk est décrite dans la référence [12]. Il s'agit d'une méthode transitoire et non destructive dont le principe repose sur l'utilisation d'une sonde plane de nickel (e ~10 μm) placée entre deux couches de Kapton (25,4 μm) à la fois comme source de chaleur et capteur de température. En pratique, la sonde est très souvent placée en sandwich entre deux échantillons identiques. Une alternative consiste à placer la sonde entre l'échantillon étudié et un isolant aux caractéristiques thermique connues.

L'augmentation de la température moyenne de la sonde (ΔT) est mesurée par l'intermédiaire de la résistance électrique totale de la sonde R :

$$R = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T(t)) \quad (1)$$

Où R_0 est la température résistance de la sonde à $t=0$, α le coefficient de dilatation thermique du Nickel.

3.2. Paramètres d'influence

Lors des expériences au hot-disk, la première étape est la détermination des meilleurs paramètres pour obtenir les résultats optimaux sur les divers échantillons testés. Ces paramètres clés qui nécessitent une optimisation préalable sont la taille de la sonde, la durée de l'expérience, la taille de l'échantillon et la puissance délivrée par la sonde.

Il existe actuellement plusieurs sondes disponibles commercialement afin d'effectuer des mesures thermiques au hot-disk. Leurs rayons vont de 0,5 mm à 30 mm. La taille optimale de la sonde doit permettre d'obtenir un temps caractéristique τ (cf. équation 2) compris entre 0.33 et 1. Le temps caractéristique est défini de la façon suivante :

$$\tau = \sqrt{\frac{t \times a}{r^2}} \quad (2)$$

où t est le temps, a la diffusivité thermique de l'échantillon et r le rayon de la sonde.

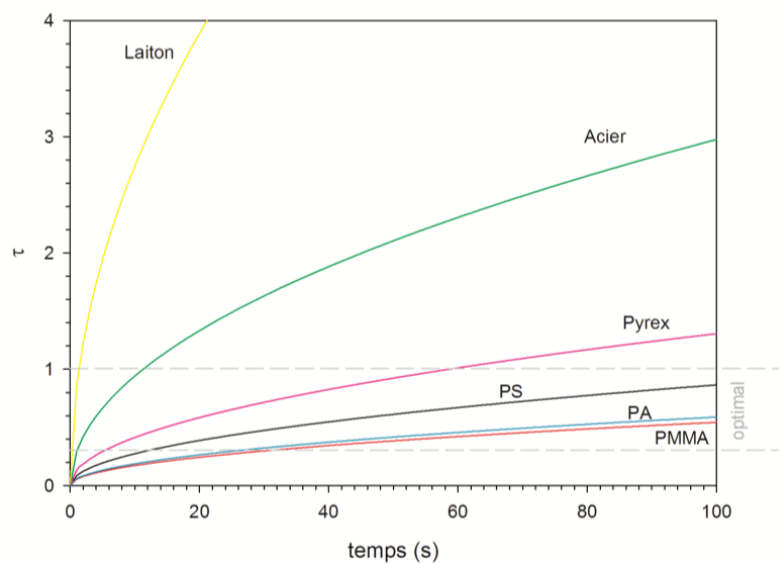


Figure 1 : Temps total caractéristique en fonction de temps pour divers échantillons avec une sonde 5501 (6,403 mm de rayon)

La figure 1 montre l'évolution du temps total caractéristique pour les échantillons reportés dans le tableau 1 et pour la sonde « standard » (5501). En particulier, pour le PMMA, le temps caractéristique est dans l'intervalle désiré pour des temps de mesure allant de 30 s à plus de 100 s. Pour les matériaux intermédiaires (PA et PS), des temps de mesure plus courts sont possibles (à partir de 10 secondes) pour avoir un temps caractéristique dans l'intervalle espéré. En revanche, des aciers tels que l'inox requièrent des temps de mesure encore plus courts (moins de 10 secondes). Pour des matériaux encore plus conducteurs, il sera nécessaire d'utiliser une sonde de rayon plus élevé.

L'échauffement provoqué par la sonde doit pénétrer suffisamment le matériau étudié pour que la mesure soit représentative. Néanmoins, la profondeur de pénétration doit rester inférieure à la plus petite dimension de l'échantillon. Le fabricant conseille une épaisseur au moins égale au diamètre de la sonde. La profondeur de pénétration s'exprime de la façon suivante :

$$d = \sqrt{4 \times a \times t} \quad (3)$$

La figure 2 montre que pour les échantillons de PMMA, PS et PA, la profondeur de pénétration n'est pas un facteur limitant. Elle atteint 4.4 mm après 40s au sein d'un échantillon de PMMA, alors que dans le même temps, pour un échantillon de laiton, elle est quinze fois plus importante.

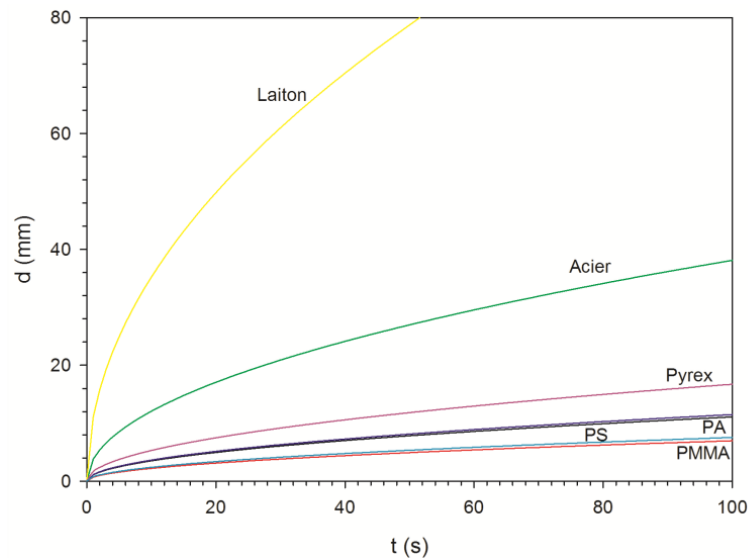


Figure 2 : Profondeur de pénétration en fonction du temps pour divers échantillons pour la sonde 5501 (6,403 mm de rayon)

Le niveau de puissance de la sonde est également à déterminer. La puissance influe sur l'élévation de température mais pas sur la profondeur de pénétration. Elle doit être de quelques degrés d'après le fabricant ($< 5^{\circ}\text{C}$). La figure 3 montre un exemple d'élévation de température en fonction du temps pour un échantillon de PA, pour une puissance de 30 mW. Plus l'échantillon possède une conductivité thermique faible, plus la puissance doit être réduite.

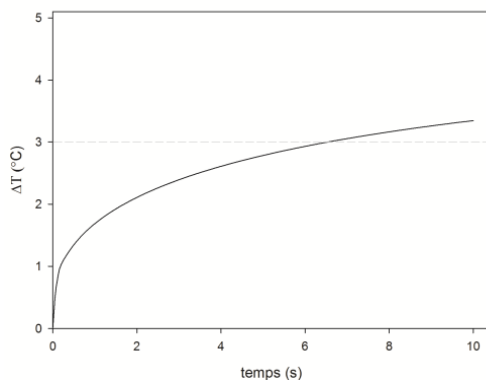


Figure 3 : Elévation de température en fonction du temps donnée par le hot-disk pour un échantillon de PA6 pour une puissance de 30 mW

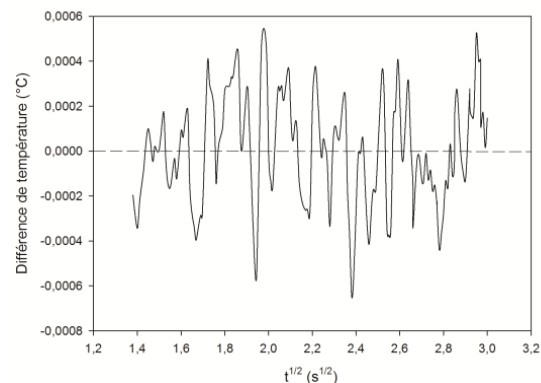


Figure 4. Exemple de résidus en fonction de la racine carrée du temps donnés par l'analyse du hot-disk pour l'échantillon de PA6 (courbe expérimentale de la figure 4)

La conductivité et la diffusivité thermique sont alors estimées à partir du modèle thermique intégré dans le logiciel. L'estimation est effectuée sur une partie de points seulement puisque les conditions expérimentales impliquent d'enlever les premiers points qui correspondent notamment à la résistance de contact entre la sonde et l'échantillon et les derniers points pour que la profondeur de pénétration ne dépasse pas l'épaisseur de l'échantillon. Ces conditions sont décrites en détail dans [12].

La figure 4 montre l'évolution des résidus entre la température mesurée et le modèle thermique du hot-disk. Le fabricant conseille que les résidus présentent une déviation moyenne de l'ordre de 10^{-3} K au maximum. Aucune incertitude sur les paramètres estimés n'est fournie par le dispositif de mesure. Des études de répétabilité montrent en général une dispersion des valeurs de conductivité thermique de l'ordre de 5%.

4. Caractérisation thermique par méthode DICO

4.1. Présentation de la DICO

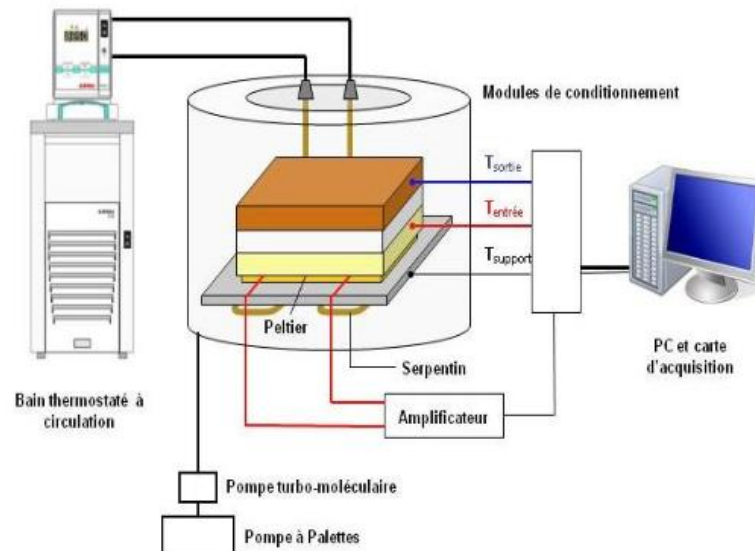


Figure 5. Banc expérimental DICO

La méthode DICO (DIFFUSIVITÉ, CONDUCTIVITÉ) a été développée au CERTES au début des années 2000. Elle permet notamment l'estimation de la conductivité thermique d'un échantillon par une méthode périodique [3]. Le principe de la mesure repose sur une excitation thermique périodique imposée par un élément à effet Peltier, placé sous le porte-échantillon. L'échantillon à caractériser, de forme parallélépipédique, est positionné entre deux plaques métalliques (la plaque inférieure en Laiton et la plaque supérieure en Cuivre) de section carrée de 44mm de côté et d'épaisseur égale à 10mm (Figure 5). La température est mesurée à l'aide de thermocouples de type K (*Chromel-Alumel*) insérés dans les deux plaques métalliques à une profondeur de 2cm. L'ensemble du porte-échantillon est placé dans une enceinte à vide dans laquelle il est possible d'atteindre un vide secondaire (de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} mbar).

4.2. Principe de fonctionnement / Modélisation du transfert

Le signal d'excitation (tension V délivrée au module à effet Peltier) est une somme de N (avec $1 \leq N \leq 5$) sinusoïdes de fréquences multiples d'une fréquence fondamentale f_0 et dont les amplitudes V_i et les phases φ_i sont déterminées empiriquement :

$$V(t) = \sum_{i=1}^N V_i \cdot \sin(2\pi f_0 2^{i-1} t + \varphi_i) \quad (4)$$

Le calcul de la transformée de Fourier des températures mesurées $T_e(t)$ (plaque avant en Laiton) et $T_s(t)$ (plaque arrière en Cuivre), permet de déterminer la fonction de transfert expérimentale $H(f)$:

$$H(f) = \frac{FFT(T_s(t))}{FFT(T_e(t))} \quad (5)$$

Les transferts thermiques au sein du porte-échantillon sont modélisés par la méthode des quadripôles thermiques. Cette méthode permet de relier dans le domaine fréquentiel les vecteurs d'état thermique (température, flux en un point) d'un système par des relations matricielles. En faisant l'hypothèse d'un transfert unidirectionnel au sein du porte-échantillon, on peut décomposer celui-ci en différentes couches empilées les unes sur les autres. Un quadripôle $[Q_i]$ est ensuite associé à chaque couche i (plaques métallique, échantillon, couche de la graisse et face arrière). L'identification de la conductivité thermique est réalisée par minimisation de l'écart quadratique entre les parties réelles et imaginaires des fonctions de transfert thermique expérimentale et théorique. La figure 6 (a et b) montre une comparaison des modules et phases des fonctions de transfert thermique expérimentale et théorique pour le PA6. Les incertitudes relatives statistiques sur les propriétés thermophysiques identifiées sont de l'ordre de 5% dans le cas de polymères [3].

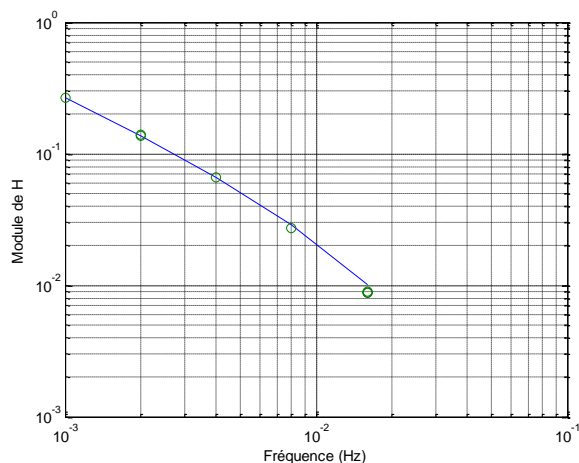


Figure 6a : Variation du module de la fonction de transfert théorique et expérimentale en fonction de la fréquence pour le PA6

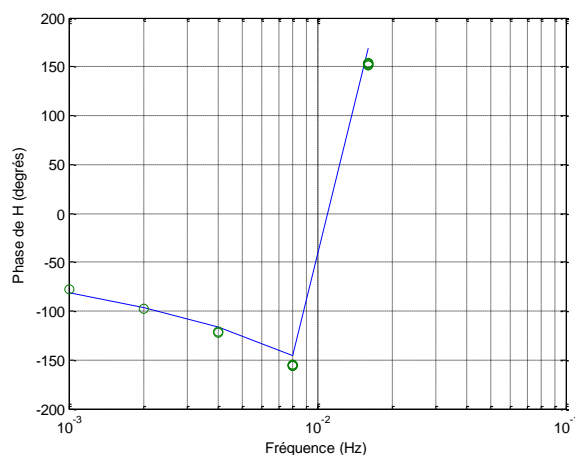


Figure 6b. Variation de la phase de la fonction de transfert théorique et expérimentale en fonction de la fréquence pour le PA6

5. Résultats

Le tableau 2 montre que les mesures obtenues par Hot-Disk sont très proches de celles trouvées dans la littérature. Ceci est vrai aussi bien pour les isolants, les matériaux intermédiaires et les conducteurs. Il est à noter que le bois étant anisotrope, les mesures ont été réalisées perpendiculairement aux fibres et parallèlement aux fibres à l'aide du module anisotrope du hot-disk. Quant aux échantillons conducteurs, ils ont été maintenus lors de l'expérience de part et d'autre de la sonde à l'aide de cylindres creux.

Le tableau 3 présente les valeurs obtenues par la méthode DICO. En particulier, la première colonne donne la valeur de la conductivité thermique sans la prise en compte de la résistance de contact entre les plaques métalliques et l'échantillon. Dans ce cas, les valeurs obtenues sont jusqu'à 20 % plus basses que celles attendues.

	r_{sonde} mm	Puissance mW	Temps s	λ_{HD} $W.m^{-1}.K^{-1}$	$\Delta\lambda_{littérature}$ %
PS	6.403	40	15	0.0295	5.3
PMMA	6.403	75	80	0.225	16.3
PA6	2.001	30	10	0.351	-3.3
Pyrex	2.001	90	5	1.126	-0.5
Bois //, fibre	2.001	15	20	0.247	17.6
Bois ⊥, fibre	2.001	15	20	0.111	11
Acier	3.189	100	2	15.1	6.3
Laiton	9.868	2000	2	103	2.6

Tableau 2 : Comparaison de la conductivité thermique expérimentale obtenue par hot-disk à celle issue de la littérature avec $\Delta\lambda_{littérature}$ (%) est l'écart relatif à λ issue de la littérature, soit $\Delta\lambda_{littérature} = 100.(\lambda_{HD} - \lambda_{littérature})/\lambda_{littérature}$

Afin d'assurer un meilleur contact entre les plaques métalliques et l'échantillon, une graisse thermoconductrice peut être appliquée en surface de l'échantillon. La résistance thermique de la couche de graisse est estimée expérimentalement à partir de l'épaisseur de la couche de graisse pour chaque mesure [4]. Lorsque la résistance de contact est prise en compte, les valeurs de conductivité thermique se rapprochent de celles attendues. Il est à noter qu'étant donné la nature poreuse du PS et du bois, la graisse thermique n'a pas été appliquée sur ces échantillons.

Excepté pour le PS extrudé et le bois (Bois //, fibre), les valeurs de conductivité thermique obtenues par le dispositif expérimental DICO sont moins élevées que celles obtenues par la technique du Hot-disk. La conductivité thermique du PS obtenue par hot-disk est plus proche des valeurs données dans la littérature que celle obtenue à la DICO. Pour le bois, la conductivité dans le sens parallèle des fibres est plus élevée que celle dans le sens perpendiculaire. Les valeurs données dans la littérature dépendent de la densité du bois et de son taux d'humidité. Nos valeurs se situent dans la fourchette des valeurs présentées dans la littérature. Pour le PMMA, le PA6 et le pyrex, les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux obtenus par le hot-disk. L'écart relatif hot-disk – DICO est inférieur à 5% pour ces matériaux. L'écart relatif par rapport aux résultats recensés dans la littérature est plus faible pour le hot-disk excepté pour le PMMA.

La conductivité thermique obtenue pour l'acier est très éloignée de la valeur obtenue par le hot-disk et de celle trouvée dans la littérature. La détermination de la conductivité thermique des matériaux conducteurs s'avère difficile par la méthode DICO.

	$\lambda_{Sans RC}$ $W.m^{-1}.K^{-1}$	λ_{RC} $W.m^{-1}.K^{-1}$	λ_{HD} $W.m^{-1}.K^{-1}$	$\Delta\lambda_{HD}$ %	$\Delta\lambda_{littérature}$ %
PS	0.04 ± 0.004		0.0295	35.6	42.8
PMMA	0.177 ± 0.005	0.217 ± 0.003	0.225	-3.6	12.2
PA6	0.281 ± 0.015	0.337 ± 0.007	0.351	-4	-7.2
Pyrex	0.911 ± 0.031	1.080 ± 0.033	1.126	-4.1	-4.6
Bois //, fibre	0.288 ± 0.011		0.247	16.6	37.1
Bois ⊥, fibre	0.085 ± 0.001		0.111	-23.4	-15

Tableau 3 : Comparaison des conductivités thermiques expérimentales obtenues par hot-disk, DICO et issues de la littérature, avec $\Delta\lambda_{HD}$ (%) est l'écart relatif hot-disk - DICO, soit $\Delta\lambda_{HD} = 100.(\lambda_{DICO} - \lambda_{HD})/\lambda_{HD}$

6. Conclusion

Dans cet article, nous déterminons la conductivité thermique de divers matériaux isolants ou conducteurs par deux méthodes de caractérisation. Ces deux techniques donnent des valeurs de conductivité thermique très proches de celles observées dans la littérature. En particulier, les mesures effectuées au hot-disk, ont été réalisées sur toute la gamme de conductivité testée ($0.03 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à $110 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). En revanche, la méthode DICO qui permet, suite à la prise en compte de la résistance de contact, des mesures précises de conductivité sur les matériaux isolants ne le permet plus pour les matériaux conducteurs à partir de $10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Références

- [1] A. Degiovanni, Conductivité et diffusivité thermique des solides, *Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et Contrôle*, R 2 850 (1994).
- [2] NF EN ISO 22007-2.
- [3] A. Boudenne, L. Ibos, E. Gehin, and Y. Candau, A simultaneous characterization of thermal conductivity and diffusivity of polymer materials by a periodic method, *J. Phys. D: Appl. Phys* (37) 2004, 132-139.
- [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] R. Zarr, Intra-laboratory comparison of a line-heat source guarded hot plate and heat-flow-meter apparatus. In *Insulation Materials Testing and Applications*, Volume 2, ASTM STP 7 7 76, ed. by R. S. Graves and D. C. Wysocki, American Society for Testing and Materials, Philadelphia (1991).
- [6] S. Rudtsch, U. Hammerschmidt, Intercomparison of measurements of the thermophysical properties of Polymethyl Methacrylate, *Int. J. Thermophys.* **25**:1475 (2004).
- [7] Sung Min Ha, O Hwan Kwon, Yu Gyeong Oh, Yong Seok Kim, Sung-Goo Lee, Jong Chan Won, Kwang Soo Cho, Byoung Gak Kim, Youngjae Yoo, Thermally conductive polyamide 6/carbon filler composites based on a hybrid filler system, *Sci. Technol. Adv. Mater.* 16 (2015) 065001.
- [8] M. J. Assael, K. D. Antoniadis · Jiangtao Wu, New Measurements of the Thermal Conductivity of PMMA, BK7, and Pyrex 7740 up to 450K, *Int J Thermophys* 29-4 (2008), 1257–1266
- [9] Forest Products Laboratory. *Wood handbook – Wood as an engineering material*. Gen. Tech. Rep. FPL-GTR-113. Madison, WI: U.S. Department of Agriculture, Forest Service (1999).
- [10] J. G. Hust, A. 6. Lankford, National Bureau of Standards Certificate, Standard Reference Materials 1460, 1461 and 1462, Washington, DC 20234, 14 May (1984).
- [11] A. L. Edwards, A compilation of thermal property data for computer heat-conduction calculations, UCRL-50589, University of California Lawrence Radiation Laboratory, 24 February (1969).
- [12] S.E Gustafsson, Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid materials, *Rev. Sci. Instrum.*, 62-3 (1991), 797-804.

Experimental assessment of Peltier modules as an alternative to conventional heat flux meters

Miguel CHEN AUSTIN^{1,3}, Tingting VOGT WU^{1*}, Alain SEMPEY¹, Denis BRUNEAU^{1,2}, Alain SOMMIER¹

¹Université de Bordeaux, I2M TREFLE, UMR 5295, 33400 Talence, France
CNRS, I2M, UMR 5295, F-33400 Talence, France

Arts et Métiers ParisTech, I2M, UMR 5295, 33400 Talence, France

²GRECCAU, EA 748, ENSAP Bordeaux, 33405 Talence, France

³Universidad Tecnológica de Panamá (UTP), Ciudad de Panamá, Panamá

*(corresponding author: tingting.vogt-wu@u-bordeaux.fr ; chenaustinmig@gmail.com)

Abstract - Considering the use of Peltier modules as alternatives to conventional flux meters, an experimental evaluation comparing these two types of sensors is discussed here. The interest in performing this evaluation lies in the difference in the cost and the higher thermoelectric power of Peltier modules compared to conventional flux meters. The results indicate that these two sensors seem to have a very close performance in the estimation of the radiative flux, but a factor of about 2,5 is found for the estimation of the convective flux.

Résumé - En envisageant l'utilisation des modules Peltier comme alternatives aux fluxmètres classiques, une évaluation expérimentale en comparant ces deux types de capteurs est abordée ici. L'intérêt de cette évaluation réside dans la différence du coût et du pouvoir thermoélectrique assez importante des modules Peltier par rapport aux fluxmètres classique. Les résultats indiquent que ces deux capteurs semblent avoir une performance très proche dans l'estimation du flux radiatif, mais un facteur d'environ 2,5 s'avère pour l'estimation du flux convectif.

Nomenclature

T	temperature, K	σ	Stefan-Boltzmann constant, $W.m^{-2}.K^{-4}$
U	electric response, μV	α	constant factor, –
<i>Greek symbols</i>		<i>Index and exponent</i>	
β	sensitivity, $\mu V/W.m^{-2}$	C	convective
ε	emissivity, –	R	radiative
φ	heat flux, $W.m^{-2}$	b	black
Δ	represents a difference	s	shiny

1. Introduction

In the building sector, the needs of predictive models gradually require a more precise estimation of the thermal stresses through the envelope, in order to verify the reliability when accounting for these stresses in the calculations (for instance: cooling or heating needs in order to maintain the indoor thermal comfort). In this context, researchers have proposed about thirty years ago a widely used technique for heat flux measurement that estimates the thermal stresses through an object, e.g., walls, and at its surface, while distinguishing its convective and the radiative parts. This technique is based on the use of tangential gradient flux meters (or Théry type, referred here as FGT), which are about ten times more expensive than Peltier modules of the same size, for example, a 15 x 15 cm² Captec® costs around 600 €, which is not very accessible depending on the research projects budget. Thus, this had led researchers to think of another way and to propose a technique based on the use of Peltier modules.

Although these types of modules are not designed to measure the heat flow, their use is very attractive, because these modules result in a stronger thermoelectric power compared to a Captec® of the same size, which allows in principle to measure more precisely low thermal loads. However, their response time (of about one minute) limits their use to quite lengthy processes, due to the materials used for its construction and thickness. Nevertheless, in measurements on buildings, we do not need a very short response time. The use of the Peltier module is interesting to study and compared with a conventional sensor such as Captec®.

1.1. Generalities of Peltier modules

Peltier modules, also known as thermoelectric modules (referred here as PM), consist of several thermocouple junctions connected electrically in series and thermally connected in parallel, concealed between two ceramic plates as shown in figure 1 (a) [1]. These thermocouple junctions consist of n- and p-type semiconductor materials connected by small and thin copper tabs (see figure 1 (b)); the most common semiconductor material employed in commercial modules is an alloy of bismuth and tellurium (Bi_2Te_3). The ceramic plates serve as good electrical insulation and a high thermal conductance [1].

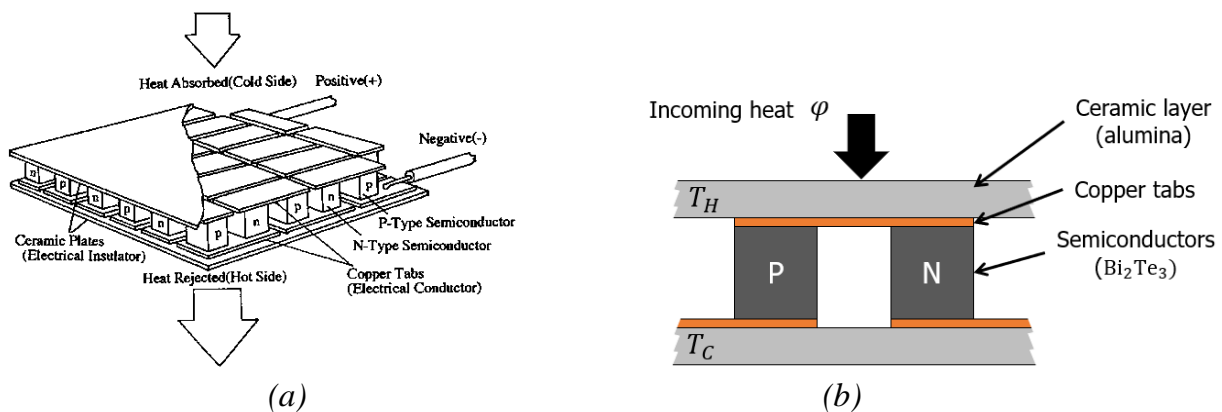


Figure 1: (a) Structure of a single-stage Peltier module [1], and (b) a p-n junction

The thermoelectric properties of PM can vary with the average temperature of the n-p junctions; generally, a polynomial correlation with second-order temperature terms is used. For a thermoelectric material of n- and p- type, the average value of the properties is used (value of n + value of p)/2 [1]. In addition to the thermoelectric material properties, the module is characterized by two other parameters: GF, which represent the geometric factor of a single thermoelectric element and is given by $GF = S_{element}/e_{element}$, and N the number of n plus the number of p elements (sometimes the couple terminology is used: number of couples (N/2) [9]. Moreover, a PM can be characterized by the total electric resistance (R_{PM}) in Ω , the total Seebeck coefficient (a_{PM}) in $\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$, and the total thermal conductivity (λ_{PM}) in $\text{W}\cdot\text{K}^{-1}$, respectively: $R_{PM} = N \cdot \rho_{element}/GF$, $a_{PM} = N \cdot a_{element}$, and $\lambda_{PM} = N \cdot \lambda_{element} \cdot GF$; the subscript “element” refers to the average value of the np thermoelectric couple.

These modules have been designed for different applications, for instance, in cooling applications and electrical generation purposes. Their name may differ depending on the application: thermoelectric coolers (TEC) where the PM are used in “Peltier mode” and thermoelectric generator (TEG) where the PM are used in “Seebeck mode,” respectively [2].

1.2. Peltier modules in the heat flux measurement

For heat flux measurement, they work in an open circuit configuration when connected to a multimeter or an acquisition system for data collection [3]. In this case, they follow a similar relation between the voltage generated when a heat flux is traversing the module:

$$\varphi = \frac{1}{\beta} U \quad (1)$$

where φ represents the heat flux traversing the module in $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, U represents the electrical response of the module in μV , and β is the sensitivity of the module in $\mu\text{V}/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$. The latter groups the thermoelectric properties of the module ($\beta_{PM} = a_{PM}/\lambda_{PM}$). Even though these properties may have the particularity of a value dependent on the temperature due to the semiconductor materials of the thermocouple junctions, significant variation may be encountered over about a few hundred of degrees; their time response is about one minute.

Leephakpreeda [3] compared experimental and numerical results from the heat flow detection through an external wall and pointed out that the amount of the detected heat flow through the wall was not identical to the amount that would be detected without the use of a sensor. Two reasons were given, but not boarded, to explain this difference: The changes in the wall boundary conditions, and the effect of the thermal contact resistance between the PM and the wall.

These modules were also employed in the measurement of solar radiation heat flux [3]. Here, the measurement of a module covered with a black coating was compared with a pyrometer. It was pointed out that satisfactory results were encountered since the average absolute difference was $4,8 \pm 3,9\%$, which lead to conclude that the PM can be used for radiation heat flux without knowing the exact emissivity value of the black coating [3].

2. Experimental approach and heat flux qualification

2.1. Adaptation of Peltier modules for the heat flux measurement

Before any implementation each module was adapted for the heat flux measurement by adding the following: a type T thermocouple, coated with nail polish for electrical insulation, inserted among the semiconductors elements of the module; a trail of silicon paste to cover the side edges of the module to minimize the air infiltrations; and black and shiny coatings to the surface of each module as to have equal amount of black-shiny couples. Here, the thermocouple is intended to measure the surface temperature where the module is disposed. The black and shiny coatings are said to promote the measurement of the total (convective + radiative) and the convective heat flux.

2.1.1. Calibration apparatus and procedure

Peltier modules (3 x 3 x 0,48 cm) were calibrated using the calibration apparatus and procedure described hereafter, with a heating resistance of the same size as the surface of the module. This procedure was performed several times to observe repeatability, where a value for the sensitivity β was encountered to be $239 \pm 3 \mu\text{V}/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$.

A cross-section schematic of the calibration apparatus is shown in figure 2. This apparatus is based on the zero-heat-flux method consisting of: (1) The calorimeter made of wooden-like materials, (2) the isolation material, (3) a copper heating resistance, (4) the Peltier module to be

calibrated, (5) the trail of silicon paste on the module, (6) a type T thermocouple, and (7) an aluminum block as a heat sink.

The calibration procedure is based on a stability criterion which is set by the user in the LabView interface of the calibration setup. This criterion corresponds to the desired standard deviation value on the electrical response (in volts) of the heat flux sensor, when a constant heat flux is sent to the heat flux meter. The latter is accomplished when a constant voltage setpoint is applied to the heating resistance. When this stability criterion is reached, the system changes the voltage applied to the heating resistance to the next voltage setpoint assigned, also set by the user. Finally, the sensitivity value is drawn from a linear regression model after plotting the electrical response of the heat flux meter (V) against the heat flux applied (φ) and forcing the linear regression to intercept the origin.

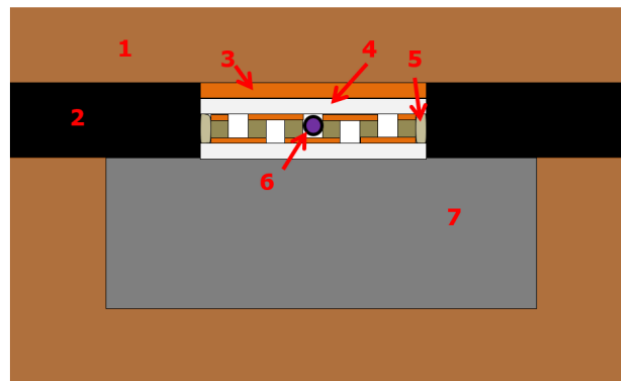


Figure 2: *Calibration apparatus*

The validation of this calibration method was performed by calibrating a Captec heat flux meter of known sensitivity value. The calibration procedure performed was the same as the one described here before. The Captec heat flux sensor used here ($5 \times 5 \times 0,05$ cm) has a sensitivity value of $21,4 \mu\text{V}/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, as provided by the manufacturer. From these results, the accuracy of the proposed calibration setup and procedure may be established to be $4,0 \pm 1,0\%$.

The calculation of the uncertainty in the sensitivity value β was performed by following the Constant Odds Combination (COC) method, presented in [8]. Hence, the uncertainty in the heat flux measurement from the sensors, were also determined using the COC method applied to equation 1.

The uncertainty of the heat flux measurement from Peltier modules was encountered to be strongly dependant on the current value of the heat flux measured: $0,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ between 0 to $20 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. A constant sensitivity value was admitted here for Peltier modules, since the thermoelectric properties do not significantly vary among the working temperatures of the experiments. Captec heat flux meters have an average uncertainty of $1,36 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ in a range of 0 to $30 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, and the type T thermocouples have a maximum uncertainty of $0,48^\circ\text{C}$.

2.2. Measurement device and decoupling of the convective and radiative parts

Based on the experimental setup proposed by former researchers [4-7], the setup implemented here (called “measurement device”) consists of the following components (see figure 3): A couple of a black and a shiny coated Peltier module installed with a small separation

between them, as to expose all their sides to the surrounding air, and a type T thermocouple to measure the air temperature at 10 cm above the surface studied (without radiation shield).

The Captec heat flux meters employed here have dimensions of 15 x 15 x 0,05 cm, where the black coated has a sensitivity value of $128 \pm 0,3\% \mu\text{V}/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$, and the shiny coated has a sensitivity value of $123 \pm 0,3\% \mu\text{V}/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ as given by the manufacturer. Each heat flux sensor was properly placed onto the surface studied using a silicon-based thermal grease with a thermal conductivity of $5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

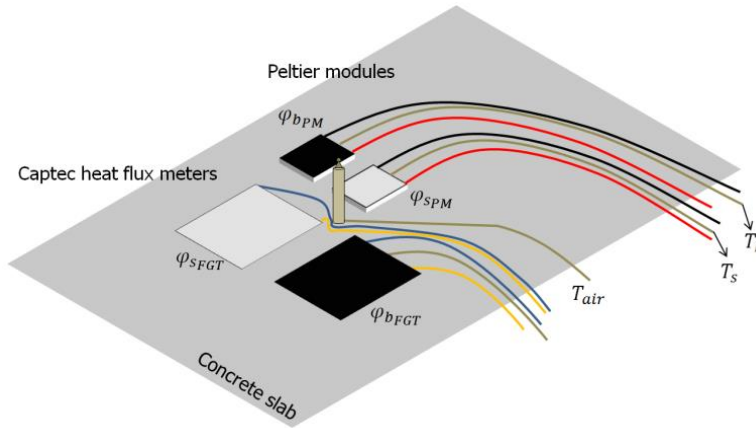


Figure 3: *Experimental setup to compare both types of heat flux meters*

In order to compare the measurements of Peltier modules, a black-and-shiny couple of Captec heat flux meter was placed near the black-and-shiny couple of Peltier modules as shown in figure 3. The decoupling of the convective and radiative parts is based on a heat flux balance written on both the black and shiny surface of the heat flux meters. Solving together these two heat flux balances for the total incident radiation heat flux and the convective coefficient results in an expression for both the convective (φ_C) and radiative (φ_R) parts, strongly dependent on the emissivity values of the black (ε_b) and shiny (ε_s) coatings [9]. This formulation yields the following for φ_C and φ_R , respectively:

$$\varphi_C = \frac{\Delta T_s}{\varepsilon_b \Delta T_s - \varepsilon_s \Delta T_b} [\varepsilon_b \varphi_s - \varepsilon_s \varphi_b + \varepsilon_s \varepsilon_b \sigma (T_s^4 - T_b^4)] \quad (2)$$

$$\varphi_R = \varphi_b - \frac{\Delta T_b}{\varepsilon_s \Delta T_b - \varepsilon_b \Delta T_s} [(\varepsilon_s - \varepsilon_b) \varphi_s - \varepsilon_s \varepsilon_b \sigma (T_s^4 - T_b^4)] \quad (3)$$

where σ is Stefan-Boltzmann's constant. The emissivity values of the coatings employed here were measured by [10].

2.3. Measurement campaign for experimental evaluation of Peltier modules

The measurement device was installed as shown in figure 3 on the concrete slab surface, located behind a south-oriented glazed facade inside a Plus Energy House prototype named Sumbiosi [9] under Southwest France climatic conditions on November 2016. To collect heat flux measurement data, a natural ventilation scenario was implemented as to discharge the concrete slab; the measurement zone shown in figure 3 was placed near the natural ventilation openings at the glazed facade.

3. Experimental results from measurement campaign and discussion

The direct heat flux measurement from PM and FGT collected from the measurement campaign are presented in figure 4. Only the moments where the natural ventilation openings were kept opened are presented. It can be seen at a glance that there is a significant difference between both black PM and FGT, and shiny PM and FGT heat flux measurements. The convective φ_C and radiative φ_R parts estimated using the measurements from PM and FGT along with equations 2 and 3, are presented in figure 5.

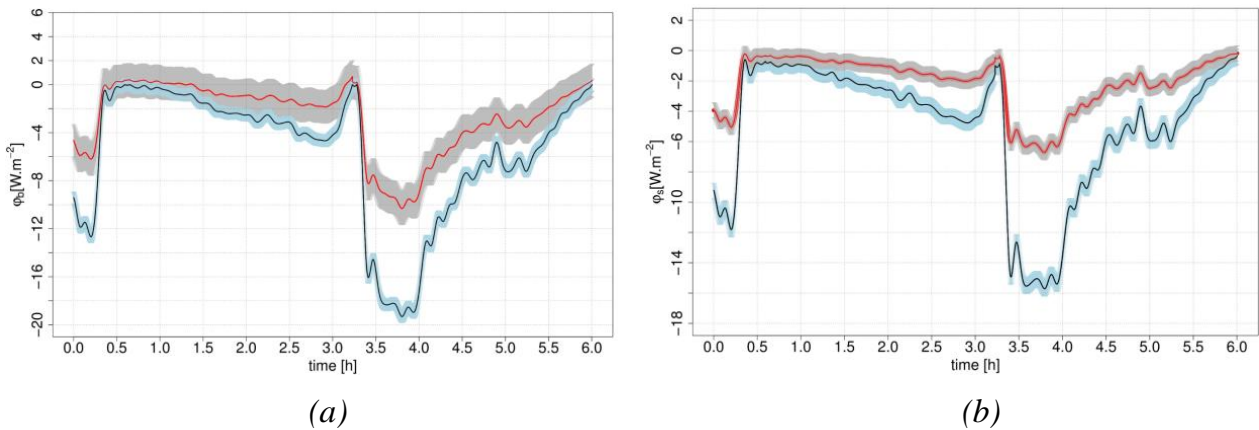


Figure 4: Heat flux measurements from PM (in black) and FGT (in red): (a) φ_b and (b) φ_s .

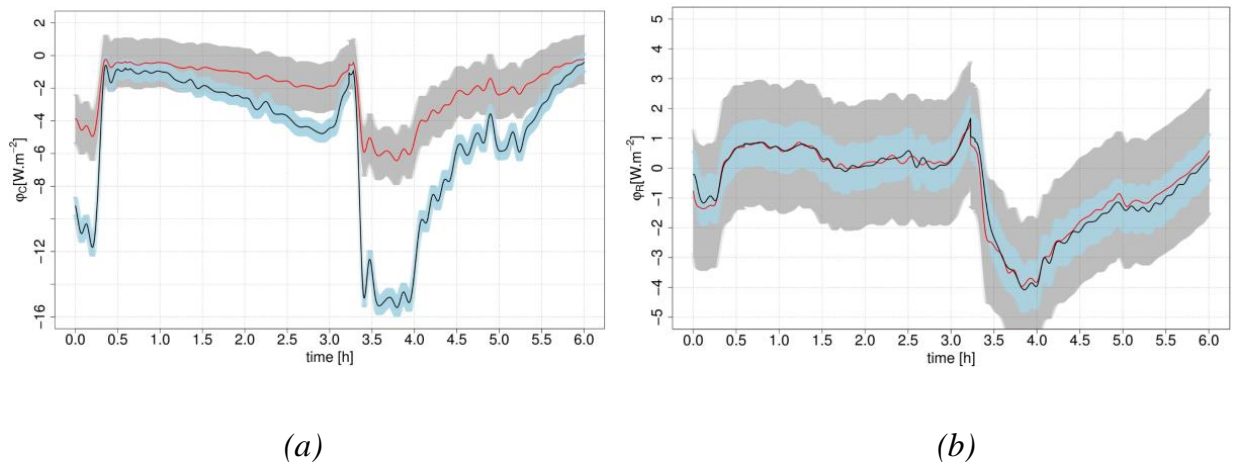


Figure 5: (a) Convective part $\varphi_{C_{PM}}$ (in black) and $\varphi_{C_{FGT}}$ (in red), and (b) radiative part $\varphi_{R_{PM}}$ (in black) and $\varphi_{R_{FGT}}$ (in red).

In order to quantify these differences, both measurements from PM and FGT were plotted against each other, and the average value of the ratio of both measurements was calculated. Since the direct measurements do not fully account for neither the convective or radiative parts due to the emissivity values of both coatings, the plots mentioned in the previous sentence are presented here, after using equation 2 (see figure 6). In this way, it can be observed that the behavior of convective parts of both PM and FGT have a strong relationship with each other (see figure 6 (a)), resulting in a slope value of 2,5 indicating that $\varphi_{C_{PM}}$ is 2,5 greater than $\varphi_{C_{FGT}}$ ($R^2 = 0,9990$). When plotting the ratio of both convective parts (see figure 6 (b)), their difference lays between 1,8 and 2,7, with an average value of 2,38.

However, the ratio and the slope of the linear regression can both be regarded as to be indistinguishable between their values when accounting the uncertainties in the measurements and mathematical manipulation. Slope values from linear regression models are presented in table 1.

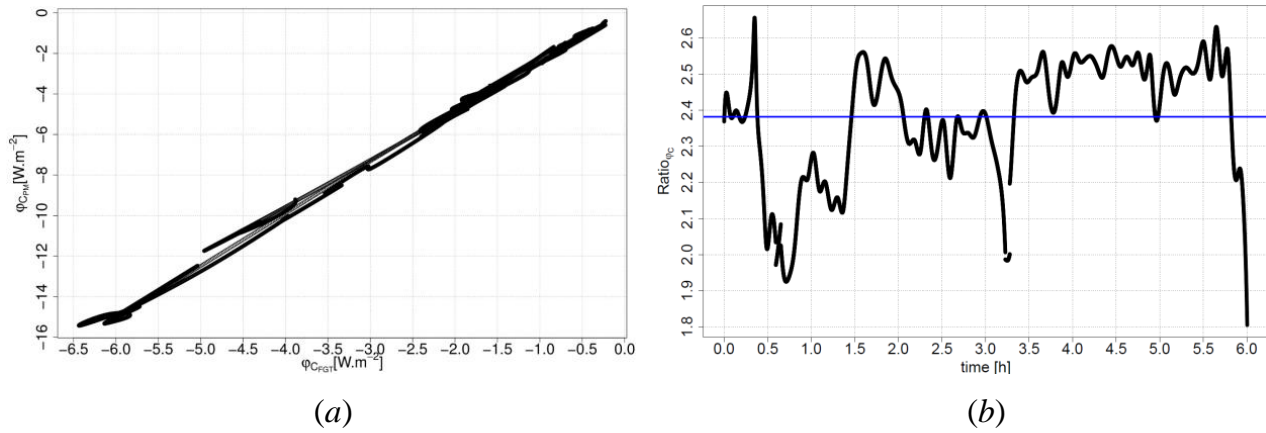


Figure 6: (a) φ_{CPM} plotted against φ_{CFGT} , and (b) ratio of $\varphi_{CPM}/\varphi_{CFGT}$.

	α	R^2		α	R^2
	–	–		–	–
Black	2	0,9936	Convective	2,5	0,9990
Shiny	2,4	0,9995	Radiative	1,01	0,9771

Table 1: Results from linear regression models between PM and FGT

Moreover, for the radiative parts of both PM and FGT no significant differences appear to be encountered (see figure 5 (b)). In fact, the slope of the linear regression model shows that both radiative parts have the same value (see table 1). This before allows us to establish that the difference encountered between both black and shiny PM and FGT is mainly due to the convective part; indicating that the leading cause for this difference should be related to the parameters affecting the convective heat transfer coefficient (when $\Delta T_b = \Delta T_s$). When accounting for the uncertainty in our temperature measurement, the uncertainties in ΔT_b and ΔT_s overlap each other, becoming undistinguishable and leading to assume $\Delta T_b = \Delta T_s$.

Since all sensors are placed at the same location within the house, they are subjected to the same airspeed, air temperature. Also, since the black and shiny coatings employed are the same for both PM and FGT, their surface roughness is both the same. Thus, the most important remaining parameter is the sensor thickness. In our case of study, the PM thickness is 9,6 times greater than that of the FGT. This before is far greater than the factor of about 2,5 encountered, and thus, the difference in thickness a priori might explain their difference in the convective part.

4. Conclusions and perspectives

An experimental study was conducted to evaluate the use of Peltier modules in the estimation of the convective and radiative parts, as an alternative to the use of conventional heat flux meters

such as Captec®. The proposed measurement device with Peltier modules was installed near a black, and a shiny Captec as to be all sensors submitted to the same convective and radiative heat exchanges inside a naturally ventilated Plus Energy House. A significant difference was encountered between black PM and FGT, and between shiny PM and FGT.

However, when computing the convective and radiative parts, only a significant difference was found in the convective part, where the convective part estimated from PM measurements turned out to be of about 2,5 greater than the convective part estimated from FGT measurements.

Given the results encountered, to use Peltier modules instead of Captec heat flux meters in the estimation of the convective heat flux on a rigid surface, based on the premise that Captec® heat flux meters have been proven to have well performance, an explanation of the difference between PM and FGT is needed as to propose a correction for the convective part estimated from Peltier modules.

Acknowledgments

This work is carried out in the frame of SUDOKET project and is co-funded by the Interreg Sudoe Programme through the European Regional Development Fund (ERDF).

References

- [1] D. M. Rowe, CRC Handbook of Thermoelectrics, *CRC Press* (1995), ISBN: 978-0-849-30146-9.
- [2] C. Jangonda et al., Review of Various Application of Thermoelectric Module, *International journal of innovative research in science, engineering and technology*, vol. 5-3 (2016). Doi: 10.15680/IJRSET.2016.0503123.
- [3] T. Leephakpreeda, Applications of thermoelectric modules on heat flow detection, *ISA Transactions*, vol. 51-2, pp. 345-350 (2012). Doi: 10.1016/j.isatra.2011.11.003.
- [4] T. Wu et al., Thermal characteristics in situ monitoring of detached house wall constituted by raw clay, *European Journal of Environmental and Civil Engineering (Taylor & Francis)*, vol. 14-5, pp. 653-667 (2010). Doi: 10.1080/19648189.2010.9693252.
- [5] S. Lassue et al., Mesures fluxmétriques et notion d'impédance thermique appliquées à la caractérisation d'une paroi de bâtiment soumise à des sollicitations naturelles, *Materials and Structures*, vol. 29-4, pp. 219-225 (1996). Doi: 10.1007/BF02485943.
- [6] Y. Cherif et al., Superficial heat transfer by forced convection and radiation in a horizontal channel, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 48-9, pp. 1696-1706 (2009). Doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2009.01.017.
- [7] A. Sommier et al., Characterization of sponge cake baking in an instrumented pilot oven, *International Journal of Food Studies*, vol. 1, pp. 144-158 (2012). Doi: 10.7455/ijfs/1.2.2012.a5.
- [8] S. J. Kline and F. A. McClintock, Describing uncertainties in single-sample experiments, *Mechanical Engineering*, pp. 3-8 (1953).
- [9] M. Chen Austin et al., Stockage/déstockage d'énergie sensible et ventilation naturelle en bâtiment : une approche expérimentale à l'échelle 1, *Société Française de Thermique (SFT)*, Toulouse (2016).
- [10] Y. Yang, Innovative non-destructive methodology for energy diagnosis of building envelope, Ph.D. thesis, *University of Bordeaux*.

Préparation et caractérisation thermophysique des composites mousses métalliques / paraffine destinés au stockage de l'énergie thermique

Manel KRAIEM^{1,2*}, Mustapha KARKRI^{1*}, Abdelmajid JEMNI², Sassi BEN NASRALLAH²

¹Université Paris-Est, CERTES, EA3481, 61 Avenue du Général de Gaulle, 94010 Créteil, France ;

² Université de Monastir, ENIM, LESTE, LR99ES31, Rue Ibn el Jazzar, 5000, Monastir, Tunisie ;

*(auteur correspondant : manel.kraiem@u-pec.fr, mustapha.karkri@u-pec.fr)

Résumé - Cette étude porte sur la préparation et la caractérisation thermophysique des composites mousses métalliques / paraffine dédiés au stockage de l'énergie thermique. Des mousses d'aluminium et de nickel sont imprégnées sous vide par une paraffine RT21. Les taux d'imprégnation des composites sont déterminés. Les conductivités et les diffusivités thermiques des matériaux à l'état solide sont mesurées par Hot disk et comparées à des modèles théoriques. Les masses volumiques et les chaleurs spécifiques des spécimens à l'état solide sont évaluées.

Nomenclature

C_p	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K$
D	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
d	diamètre des pores, mm	<i>Indices et exposants</i>	
I	intensification	ax	axial
L	chaleur latente, $J.g^{-1}$	c	composite
MCP	matériau à changement de phase	exp	expérimental
m	masse, kg	f	fusion
T	température, °C	l	liquide
V	volume, m^3	rad	radial
<i>Symboles grecs</i>		s	solide
α	taux d'imprégnation, %	sk	matrice
ε	porosité, %		

1. Introduction

Les systèmes du stockage de chaleur utilisant des matériaux à changement de phase solide-liquide (MCPs) suscitent un intérêt accru dans plusieurs applications comme les bâtiments, les batteries, les systèmes de refroidissement électronique, les systèmes solaires [1]. Ceci est lié à la capacité des MCPs à stocker et à restituer une grande quantité de chaleur, à leurs disponibilités dans une large gamme de températures de fusion et à leurs faibles coûts. Cependant, l'utilisation de ces matériaux est pénalisée par leurs faibles conductivités thermiques qui limite les puissances du stockage et du déstockage de chaleur. Pour remédier à ce problème, des techniques d'intensification de la conductivité thermique ont été développées. Elles englobent la dispersion des particules conductrices dans les MCPs [2] et l'imprégnation des MCPs dans des matrices poreuses conductrices [2,3]. Cette étude s'inscrit dans ce contexte et présente une recherche abordée sur l'élaboration et la caractérisation thermophysique des composites mousses métalliques /MCP. Après une présentation des matériaux et des méthodes expérimentales utilisés dans ce travail, les résultats de préparation des composites et de leurs propriétés thermophysiques déterminées ont été discutés. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques a été menée.

2. Matériaux et méthodes

2.1. Préparation des composites mousses métalliques/ MCP

Le MCP utilisé dans cette étude est une paraffine de type RT21 commercialisée par la société RUBITHERM. Ses propriétés thermophysiques sont évaluées expérimentalement et présentées dans le paragraphe 3.1. La figure 1 présente les mousses métalliques utilisées. Elles sont de type aluminium 6101, nickel ($d=0,9$ mm) et nickel ($d =2,3$ mm), de dimensions 150 mm – 150 mm – 10 mm. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.

Type	ε	d	ρ_{sk}	λ_{sk}	C_{psk}
	%	mm	kg.m^{-3}	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Al	$93,0 \pm 2,3$	0,55	2700	218	963
Ni	$95,200 \pm 0,029$	0,9	8900	91,4	444
Ni	$95,000 \pm 0,027$	2,3	8900	91,4	444

Tableau 1 : Caractéristiques des mousses métalliques [3][4]

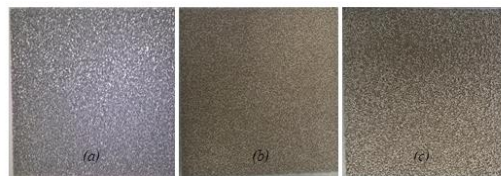


Figure 1 : Mousses métalliques (a) d'aluminium, (b) Nickel ($d=0.9$ mm) et (c) Nickel ($d=2.3$ mm)

Le dispositif expérimental utilisé pour la préparation des composites mousses métalliques/ RT21 est présenté dans la figure 2. Il s'agit d'une étuve sous vide type « XFM 120 » fournie par la société « France Etuve » et il est équipé d'une pompe type « Adixen Pascal 2015SD ».

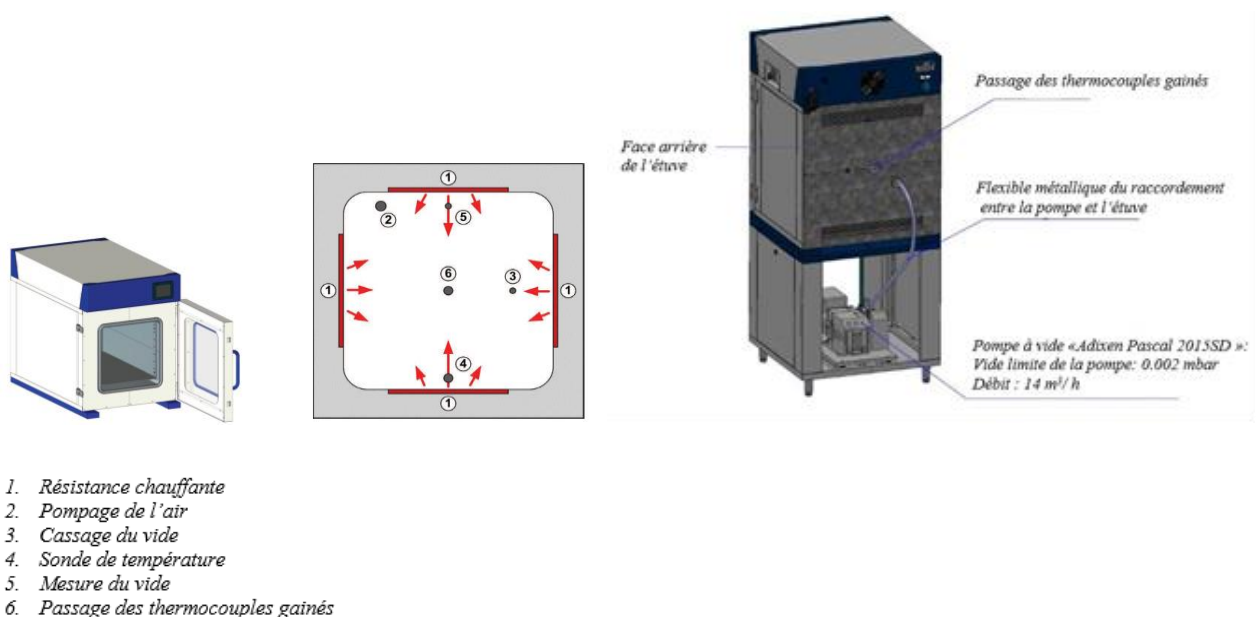


Figure 2 : Etuve XFM 120

Le protocole de préparation des échantillons est présenté dans la figure 3. En effet, le MCP à l'état solide et la mousse métallique sont placés dans un moule en verre Pyrex (**figure 3.a**) et ils sont introduits dans l'étuve XFM 120 (**figure 3.b**). Ensuite, en raison de sa structure poreuse, la mousse métallique contient de l'air dans ses pores qui freinera l'imprégnation du MCP. C'est pourquoi, cet air est évacué à une pression de 0.4 mbar pendant une durée de 80 minutes tout en maintenant le MCP à l'état solide (**figure 3.c**). Puis, l'étuve est chauffée à 30°C pendant 140 min. Cette étape vise à fondre totalement le MCP et à assurer l'immersion de la mousse métallique dans le MCP liquide (**figure 3.d**). On augmente par la suite la pression dans l'étuve de 0.4 mbar à la pression atmosphérique (**figure 3.e**) et on retire le moule de l'étuve (**figure 3.f**) pour le refroidir dans un réfrigérateur (**figure 3.g**). Une fois le MCP est totalement solidifié (**figure 3.h**), on procède au démoulage de l'échantillon (**figure 3.i**). Le processus d'imprégnation du MCP est évalué par le taux d'imprégnation α , défini par l'équation (1), qui présente le rapport entre la masse expérimentale du MCP imprégnée dans la mousse métallique $m_{\text{exp, MCP}}$ et celle théorique.

$$\alpha = \frac{m_{\text{exp, MCP}}}{\varepsilon \rho_{\text{MCP}} V_c} \quad (1)$$

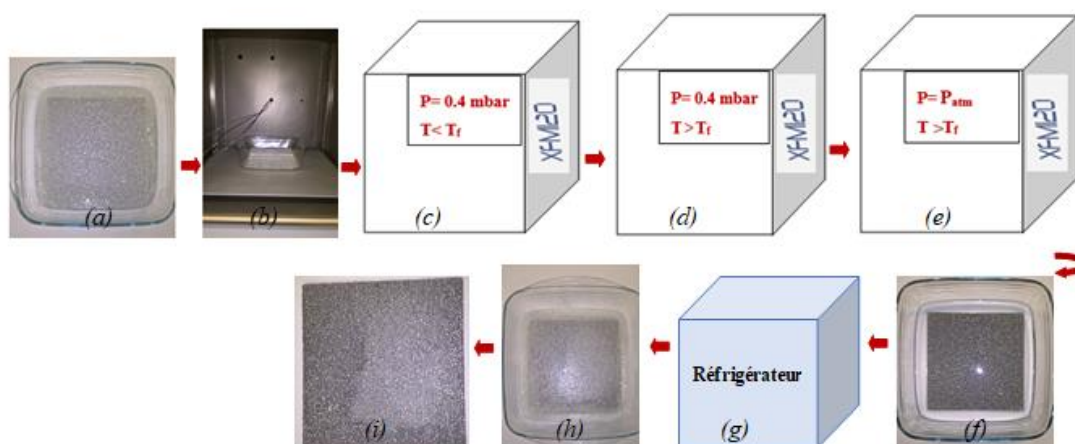


Figure 3 : Protocole de préparation des composites mousses métalliques / RT21

2.2. Méthodes de caractérisations thermophysiques

2.2.1. Analyse thermogravimétrique différentielle « DSC »

La température et la chaleur latente de fusion de la paraffine RT21 sont évaluées à l'aide d'un calorimètre à compensation de puissance type « Diamond Perkin Elmer ». Les mesures sont réalisées pour une vitesse de chauffe de 10°C.min⁻¹ et une masse de paraffine pure de l'ordre de 7.82 mg.

2.2.2. Mesure de la conductivité et de la diffusivité thermiques par Hot disk

Les conductivités et les diffusivités thermiques de la paraffine pure RT21 et des composites mousses métalliques/ RT21 sont déterminées par la méthode Hot disk «TPS2500». Les figures 4 et 5 illustrent respectivement la procédure expérimentale des mesures hot disk de RT21 et des composites. La sonde de mesure est insérée entre deux échantillons identiques et elle permet à la fois de chauffer les échantillons et de mesurer l'élévation de leur

température interfaciale. La description du principe de cette méthode est présentée dans les références [5-6]. Les conductivités et les diffusivités thermiques des composites mousses métalliques/ RT21 sont mesurées par deux modèles isotrope et anisotrope [5-6]. L'incertitude des mesures des conductivités et des diffusivités thermiques par TPS2500 sont respectivement de 5% et de 10% conformément à la norme ISO22007-2 [7].

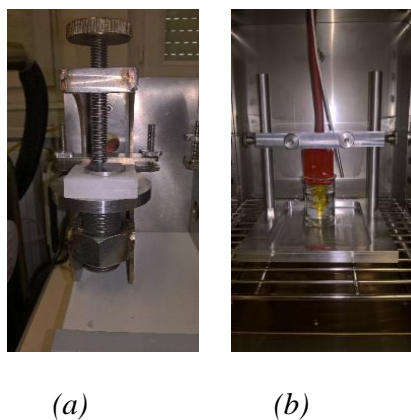


Figure 4 : Caractérisation de RT21 à l'état solide (a) et liquide (b) avec une sonde 7577 ($r=2.001\text{ mm}$)

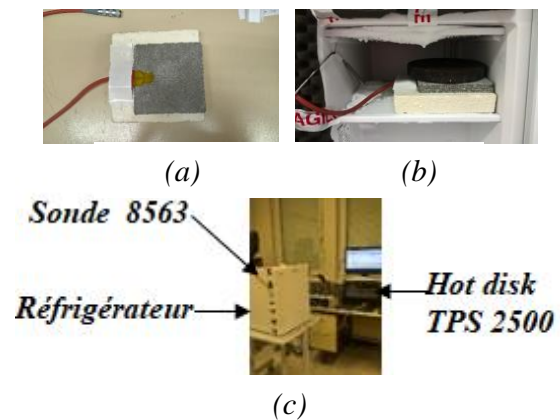


Figure 5 : (a) Sonde 8563 ($r=9.8688\text{ mm}$), (b) Emplacement de la sonde entre deux composites, (c) Dispositif de caractérisation des composites

2.2.3. Mesure de la masse volumique

La masse volumique de la paraffine RT21 pure à l'état solide et à l'état liquide a été mesurée à l'aide des pycnomètres adaptés pour les deux phases (solide et liquide). La masse volumique des composites mousses métallique / RT21 a été mesurée par pesée (équation (2)).

$$\rho_c = \frac{m_c}{V_c} \quad (2)$$

3. Résultats

3.1. Propriétés thermophysique de la paraffine RT21

Les propriétés thermophysiques de la paraffine RT21 mesurées sont présentées dans le tableau 2. Elles seront utilisées ultérieurement dans les prédictions théoriques des propriétés des composites mousses métalliques/ RT21.

	T_f	L_f	λ_s	λ_l	D_s	D_l	ρ_s	ρ_l
	°C	J.g ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	10 ⁻⁶ m ² .s ⁻¹	10 ⁻⁶ m ² .s ⁻¹	kg.m ⁻³	kg.m ⁻³
RT21	18,126	126,839	0,256	0,184	0,069	0,1468	748,263	729,957

Tableau 2 : Propriétés thermophysiques de RT21

3.2. Taux d'imprégnation des composites mousses métalliques / RT21

Le tableau 3 illustre les taux d'imprégnation α associés aux composites mousses métalliques / RT21. On constate que le taux d'imprégnation du composite Al/ RT21 est de

98,94% alors que celui des composites Nickel/ RT21 vaut en moyenne 97,27%. Ces résultats révèlent le succès du protocole d'imprégnation sous vide mené au laboratoire .

	ε	d	α
	%	mm	%
Al /RT21	93	0,55	98,94
Ni / RT21	95,2	0,9	97,47
Ni / RT21	95	2,3	97,08

Tableau 3 : Résumé des taux d'imprégnation des composites mousses métalliques/ RT21

3.3. Conductivités thermiques

3.3.1. Résultats expérimentaux des conductivités thermiques

Les figures 6 et 7 présentent respectivement les conductivités thermiques des composites Aluminium / RT21 et Nickels ($d = 0,9$ mm , $d = 2,3$ mm) / RT21 à l'état solide. La conductivité thermique mesurée par le module isotrope est notée λ . λ_{ax} et λ_{rad} sont les conductivités axiale et radiale mesurées par le module anisotrope. Un résumé des résultats obtenus est illustré dans le tableau 4 où I présente l'intensification de la conductivité thermique définie par l'équation (3). On remarque que la conductivité thermique du composite Al /RT21 est de $4,758 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Ceci révèle que l'utilisation de la mousse d'aluminium augmente la conductivité thermique de 1758,5 % par rapport à celle de RT21 . Les composites Nickel ($d=0,9$ mm) / RT21 et Nickel ($d=2,3$ mm) / RT21 ont respectivement des conductivités thermiques de $1,437 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et de $1,489 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. La comparaison entre les résultats de RT21 et des composites Nickel / RT21 montre que la conductivité thermique augmente de 461,3 % pour la mousse de Nickel ($d=0,9$ mm) alors qu'elle présente une intensification de 481,6% pour la mousse Nickel ($d=2,3$ mm). Comme il a été démontré dans [3] et [4] que le diamètre des pores d'une mousse métallique n'a pas un effet significatif sur la conductivité thermique du matériau composite, la différence observée entre les conductivités de Nickel ($d=0,9$ mm)/ RT21 et Nickel ($d=2,3$ mm)/ RT21 est attribuée aux porosités. En effet, la mousse de Nickel ($d= 0,9$ mm) dispose d'une porosité de 95,2% supérieure à celle de Nickel ($d=2,3$ mm). Le volume occupé par le Nickel dans la mousse Nickel ($d=0,9$ mm) est inférieur par conséquent à celui dans la mousse de Nickel ($d=2,3$ mm). De ce fait, la conductivité thermique de Nickel ($d=0,9$ mm)/ RT21 est inférieure à celle de Nickel ($d=2,3$ mm /RT21).On conclut que la conductivité thermique du composite mousse métallique/ MCP diminue en fonction de la porosité. D'autre part, on constate que la conductivité de Al/ RT21 est plus élevée que celles des Nickel / RT21. Ce résultat est prévisible en raison de la différence entre la conductivité thermique de l'aluminium et du Nickel.

$$I = \frac{\lambda - \lambda_{MCP}}{\lambda_{MCP}} \quad (3)$$

Les conductivités thermiques mesurées moyennant le module anisotrope sont un indicateur indispensable de l'isotropie des composites préparés. En effet, les résultats obtenus indiquent que les conductivités thermiques radiales des composites Al / RT21, Nickel ($d = 0,9$ mm) / RT21 et Nickel ($d = 2,3$ mm)/ RT21 présentent respectivement un écart de $0,045 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, de $0,121 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et de $0,137 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ par rapport à leurs conductivités thermiques axiales. Le faible écart entre les conductivités thermiques radiales et axiales des composites mousses métalliques / RT21 élaborés permet de conclure que ces matériaux sont isotropes.

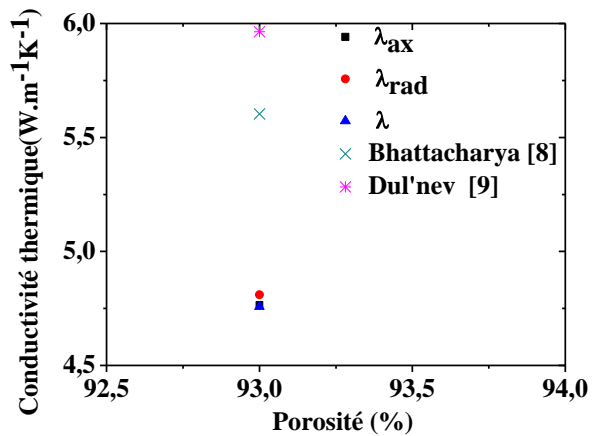


Figure 6 : Conductivités thermiques expérimentales et théoriques de Al /RT21

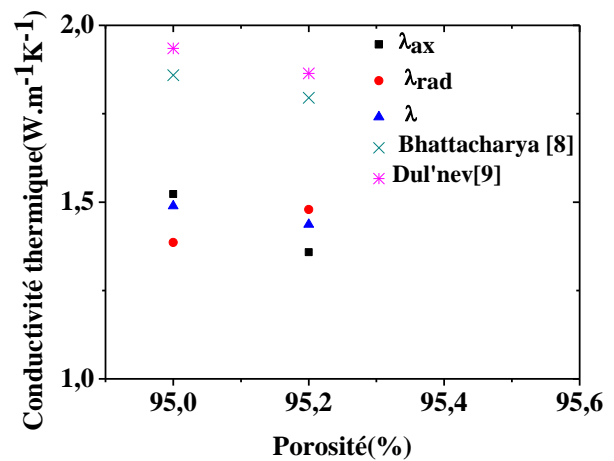


Figure 7 : Conductivités thermiques expérimentales et théoriques des mousses de Nickel /RT21

	λ	I	λ_{ax}	λ_{rad}
	$W.m^{-1}.K^{-1}$	-	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$W.m^{-1}.K^{-1}$
RT21	$0,256 \pm 0,012$	0	-	-
Al /RT21	$4,758 \pm 0,237$	17,585	$4,765 \pm 0,238$	$4,810 \pm 0,240$
Ni (0,9 mm)/ RT21	$1,437 \pm 0,071$	4,613	$1,358 \pm 0,067$	$1,479 \pm 0,073$
Ni (2,3 mm) / RT21	$1,489 \pm 0,074$	4,816	$1,523 \pm 0,076$	$1,386 \pm 0,069$

Tableau 4 : Conductivités thermiques des composites mousses métalliques/ RT21 à l'état solide

3.3.2. Prédictions théoriques des conductivités thermiques

Les conductivités thermiques effectives des composites mousses métalliques / RT21 sont calculées à l'aide des modèles théoriques décrits dans les équations ci-dessous. Les résultats théoriques sont comparés aux résultats expérimentaux dans les figures 6 et 7. Cette comparaison est résumée dans le tableau 5. Les résultats montrent que les conductivités théoriques du composite Al /RT21 déterminées par Bhattacharya [8] et Dul'nev [9] respectivement sont 1,17 et 1,25 fois plus élevée que celle expérimentale, La prise en compte des incertitudes des conductivités thermiques théoriques de Al/ RT21 qui sont de $1,763 W.m^{-1}.K^{-1}$ pour le modèle de Bhattacharya [8] et de $2,003 W.m^{-1}.K^{-1}$ pour Dul'nev [9] permet de conclure une concordance entre la conductivité expérimentale et celles de [8] et [9]. Concernant le composite Nickel ($d = 0,9$ mm) / RT21, on remarque un écart de $0,358 W.m^{-1}.K^{-1}$ et $0,427 W.m^{-1}.K^{-1}$ entre la conductivité thermique expérimentale et celles des modèles [8] et [9]. Quant au composite Nickel ($d = 2,3$ mm) / RT21, les conductivités thermiques théoriques de [8] et [9] présentent respectivement une différence de $0,370 W.m^{-1}.K^{-1}$ et $0,446 W.m^{-1}.K^{-1}$ par rapport à la valeur expérimentale. De ce fait, en tenant compte des incertitudes des résultats présentées dans le tableau 5, on conclut que les résultats expérimentaux et théoriques des composites Nickel /RT21 ne révèlent pas un bon accord. Ceci peut être dû à la structure non uniforme des mousses de Nickel résultant de l'agglomération du Nickel à la surface de la mousse au cours du processus de fabrication de la mousse métallique [3].

$$\text{Bhattacharya [8]} \quad \lambda = A(\varepsilon\lambda_{MCP} + (1-\varepsilon)\lambda_{sk}) + \frac{(1-A)}{\frac{\varepsilon}{\lambda_{MCP}} + \frac{1-\varepsilon}{\lambda_{sk}}} \quad (4)$$

$$A = 0.35 \quad (5)$$

$$\lambda_e = \lambda_{sk} t^2 + \lambda_{MCP} (1-t)^2 + \frac{2t(1-t)\lambda_{MCP}\lambda_{sk}}{\lambda_{sk}(1-t) + \lambda_{MCP}t} \quad (6)$$

$$t = \frac{1}{2} + \cos\left(\frac{1}{3} \cos^{-1}(2\varepsilon - 1) + \frac{4\pi}{3}\right) \quad (7)$$

	λ_{exp}	$\lambda_{théorique}$ [8]	$\lambda_{théorique}$ [9]
	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹
Al /RT21	4,758 ± 0,237	5,603 ± 1,763	5,964 ± 2,003
Ni (0,9 mm)/ RT21	1,437 ± 0,071	1,795 ± 0,010	1,864 ± 0,018
Ni (2,3 mm) / RT21	1,489 ± 0,074	1,859 ± 0,010	1,935 ± 0,017

Tableau 5 : Comparaison entre les conductivités expérimentales et théoriques des composites

3.4. Masses volumiques

Les masses volumiques des composites mousses métalliques / RT21 à l'état solide sont présentées dans la figure 8. Les résultats expérimentaux sont comparés aux masses volumiques théoriques données par la loi de mélange (équation (8)). Les résultats montrent un bon accord entre ρ_{exp} et $\rho_{théorique}$.

$$\rho_{théorique} = \varepsilon\rho_{MCP} + (1-\varepsilon)\rho_{sk} \quad (8)$$

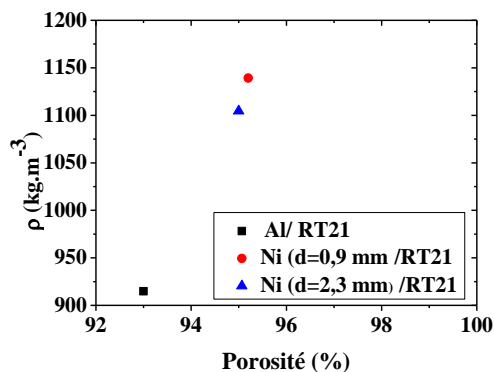


Figure 8 : masses volumiques des composites mousses métalliques/ paraffine RT21

	ρ_{exp}	$\rho_{théorique}$
	kg.m ⁻³	kg.m ⁻³
Al /RT21	914,89	884,884
Ni (0,9 mm)/ RT21	1139,13	1139,546
Ni (2,3 mm) / RT21	1104,41	1155,859

Tableau 6 : Résumé des masses volumiques des composites mousses métalliques/ paraffine RT21

3.5. Chaleurs spécifiques

Les mesures des conductivités thermiques, des diffusivités thermiques et des masses volumiques de la paraffine RT21 et des composites mousses métalliques / RT21 à l'état solide permet de déterminer leurs chaleurs spécifiques à l'aide de l'équation (9). Les résultats du tableau 7 montrent que les mousses métalliques/ RT21 présentent des chaleurs spécifiques inférieures à celle de RT21. Ceci est dû aux faibles C_p des mousses métalliques par rapport à celle de RT21. La comparaison entre les résultats des composites Nickel/ RT21 montre que la chaleur spécifique du Nickel (d= 0,9 mm) / RT21 est supérieure à celle du Nickel (d= 2,3

mm) / RT21. Ceci est en raison de la différence de porosité entre les deux mousses. En effet, le volume occupé par RT21 dans la mousse de Nickel ($d = 0,9$ mm) est supérieur à celui dans la mousse de Nickel ($d = 2,3$ mm) ce qui procure aux composites Nickel ($d=0,9$ mm) / RT21 une chaleur spécifique plus élevée que celle de Nickel ($d=2,3$ mm) / RT21.

$$C_p = \frac{\lambda}{\rho D} \quad (9)$$

	D	C_p
	$10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
RT21	0,069	4958,343
Al /RT21	1,597	3256,496
Ni (0,9 mm)/ RT21	0,507	2488,144
Ni (2,3 mm) / RT21	0,983	1371,547

Tableau 7 : Chaleurs spécifiques de RT21 et des composites mousses métalliques/ RT21

4. Conclusion

Cette étude présente une contribution à l'intensification du transfert de chaleur dans les composites mousses métalliques – matériaux à changement de phase. Des composites sont préparés par imprégnation sous vide de la paraffine RT21 dans des mousses d'aluminium et de Nickel. Les taux d'imprégnation varient entre 97,08% et 98,94% ce qui révèle le succès du protocole d'élaboration des échantillons. L'intensification thermique est de 1758,5 % pour les composites Al / RT21, de 461,3 % pour les composites Nickel ($d=0,9$ mm) / RT21 et de 481,6% pour les composites Nickel ($d= 2,3$ mm) / RT21.

Références.

- [1] H. Nazir, M. Batool, F. J. B. Osorio, M. Isaza-Ruiz, X. Xu, K. Vignarooban, P. Phelan, K. Vignarooban, Patrick Phelan, Inamuddin, A. M. Kannan, Recent developments in phase change materials for energy storage applications: A review, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 129 (2019), 491-523
- [2] M. Maghalseh, K.Mahkamov, Methods of heat transfer intensification in PCM thermal storage systems: Review paper, *Renew. Sust. Energ. Rev*, 92 (2018), 62-94
- [3] X. Xiao, P. Zhang , M. Li, Effective thermal conductivity of open-cell metal foams impregnated with pure paraffin for latent heat storage, *Int. J. Therm. Sci*, 81 (2014), 94-105
- [4] G. Wang, G. Wei, C. Xu, X. Ju, Y. Yang, X. Du, Numerical simulation of effective thermal conductivity and pore-scale melting process of PCMs in foam metals, *Appl. Therm. Eng*, 147 (2019), 464-472
- [5] Y. He, Rapid thermal conductivity measurement with a hot disk sensor Part 1Theoretical considerations, *Thermochim Acta*, 436 (2005), 122-129
- [6] M. K. Gustavsson, S.E. Gustafsson, On the Use of Transient Plane Source Sensors for Studying Materials with Direction Dependent Properties, *Thermal Conductivity* 26 (2005), 367-377
- [7] International Standard ISO22007-2, 2008
- [8] A. Bhattacharya, V.V. Calmed, R.L. Mahajan, Thermophysical properties of high porosity metal foams, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45 (2002), 1017-1031.
- [9] G.N. Dul'nev, Heat transfer through solid disperse systems, *J. Eng. Phys. Thermophys*, 9 (1965), 399-404

Estimation de la conductivité thermique d'un lit de poudre métallique en fonction de la température

Andrzej Kusiak^{1*}, Soukaina Ghaoui¹, Yann Ledoux¹, Thanh Hoang VO², Matthieu Museau²

¹Laboratoire I2M UMR 5295, Université de Bordeaux
351 Cours de la Libération 33405 Talence Cedex

²Laboratoire GSCOP UMR 5272, Université Grenoble Alpes,
46 avenue Félix Viallet - 38031 Grenoble Cedex

* (auteur correspondant : andrzej.kusiak@u-bordeaux.fr)

Résumé - Dans ce travail nous estimons la conductivité thermique d'un lit de poudre de l'alliage Ti6Al4V. Ce type de milieu est utilisé dans les procédés de fabrication additive par fusion avec un faisceau laser (SLM - Selective Laser Melting) ou un faisceau d'électrons (EBM - Electron Beam Melting). Le lit de poudre étudié dans ce travail a été consolidé dans les conditions de fonctionnement de machine EBM. Les mesures ont été réalisées par radiométrie photo-thermique modulée, sur la plage de températures entre l'ambient et 1000°C et sous atmosphère inerte d'argon. Les résultats obtenus montrent une conductivité thermique plus élevée que celle reportée dans la littérature.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
C	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
e	épaisseur de couche, mm
f	fréquence, Hz
h	coeff. d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
j	unité imaginaire
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
p	variable de Laplace
T	température, K

Symboles grecs

φ	déphasage, degrés
$\bar{\theta}$	température dans le domaine de Laplace
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
ω	fréquence angulaire ($2\pi f$), $rad.s^{-1}$
$\bar{\psi}$	flux dans le domaine de Laplace

Indices et exposants

s	supérieure (face)
T	titane solide
Tp	titane en poudre

1. Introduction

La fabrication additive métallique connaît depuis ces dernières années un essor considérable et un intérêt important tant d'un point de vue industriel que scientifique. Il est désormais possible d'obtenir des pièces fonctionnelles avec des géométries complexes et originales présentant des propriétés mécaniques proches de celles obtenues par des procédés classiques (moulage, usinage...). Le principe de la fabrication additive sur lit de poudre repose sur le dépôt successif de poudre métallique et de fusions localisées aux endroits qui constitueront la future pièce. La source d'énergie utilisée peut être par exemple un faisceau d'électrons (cas de l'Electron Beam Melting) ou un faisceau laser (cas de Selective Laser Melting). Un des principaux freins de cette technologie est la difficulté d'obtenir une pièce "bonne" du premier coup comportant à la fois des bonnes propriétés mécaniques et une géométrie satisfaisante. Cette difficulté provient principalement de la complexité des phénomènes physiques en jeu comme les changements de phases des matériaux, les échanges thermiques durant la fabrication, les interactions entre la pièce et la poudre. Afin d'appréhender cette problématique, il est développé dans la communauté scientifique des outils de simulations le plus souvent numériques afin de simuler la fabrication à différentes échelles (micro à macro). Pour d'avoir des simulations représentatives, il est impératif d'avoir

des caractérisations précises des propriétés mécaniques et thermiques des matériaux. Dans la littérature, ces données intrinsèques sont quelquefois disponibles, mais les valeurs sont souvent hétérogènes [1, 2, 3]. Ceci s'explique en partie par la complexité des moyens de mesure à mettre en œuvre (de 20°C jusqu'à la fusion des matériaux) et à la nécessité de reproduire des conditions comparables à celles rencontrées lors de la production comme les taux de compaction des poudres ou la maîtrise de l'atmosphère.

Dans ce travail, la conductivité thermique d'un lit de poudre d'alliage Ti6Al4V pour des températures variant de 100 à 1000°C est mesurée. Cette poudre est utilisée pour fabriquer des pièces par procédé EBM. La méthode retenue repose sur la radiométrie photo-thermique modulée MPTR sous atmosphère inerte d'argon.

2. Expérience de caractérisation

Pour mesurer la conductivité thermique de la poudre Ti6Al4V, nous avons implémenté le dispositif de radiométrie photo-thermique modulée (MPTR - Modulated PhotoThermal Radiometry). Ce dispositif a été développé au laboratoire pour les caractérisations thermiques de couches minces déposées sur un substrat [4]. Le choix de MPTR a été principalement motivé par la possibilité de maîtriser parfaitement l'atmosphère autour de l'échantillon pendant les mesures à haute température. Ce point est crucial puisque l'alliage de titane présente une forte affinité avec l'oxygène. Une mauvaise maîtrise de l'atmosphère au cours des essais à haute température engendrerait une oxydation de la poudre.

2.1. Dispositif de radiométrie photo thermique modulée (MPTR)

Le dispositif MPTR est représenté schématiquement en figure 1. Il repose sur les principes communs en caractérisation thermique, à savoir, l'utilisation d'une source d'excitation thermique du matériau étudié et d'une chaîne de mesure de la réponse thermique due à l'excitation. L'excitation provient d'un laser YAG continu à 1064 nm de longueur d'onde. L'intensité de cette excitation est modulée en fréquence par un modulateur acousto-optique (MOA). Le faisceau est absorbé à la surface de l'échantillon et génère une perturbation thermique périodique. Le diamètre du faisceau à la surface de l'échantillon est égal à 1 mm. Son profil est gaussien.

La réponse thermique est mesurée via un détecteur infrarouge (MCT - Kolmar DC-20MHz) qui vise la totalité de la surface de l'échantillon (diamètre 9 mm). Ceci est une configuration appelée "face avant". Puisque le détecteur infrarouge mesure la réponse thermique sur toute la surface de l'échantillon, le transfert unidirectionnel pourra être considéré. Le dispositif fonctionnant en régime périodique, on mesure l'amplitude et le déphasage du signal électrique issu du détecteur IR. L'amplitude est proportionnelle à la luminance de surface de l'échantillon. Ces mesures sont faites par un amplificateur à détection synchrone (Lock-in Stanford Research Systems 830). En effet, au vu des faibles excitations et faibles modulations de température, le système est supposé linéaire. Le signal de référence pour la détection synchrone est fourni par une photodiode afin d'éviter le retard dû au driver du modulateur acousto-optique. La plage de fréquences pouvant être explorée sur ce dispositif s'étend de 20mHz à 100kHz.

Pour les mesures en température, l'échantillon est placé dans une platine chauffante (Linkam 1200) qui permet de travailler sous un vide poussé (10^{-5} mbar) ou sous atmosphère inerte de gaz.

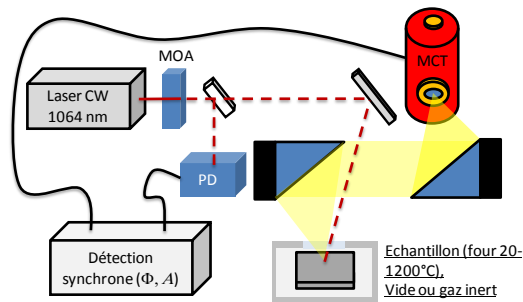


Figure 1 : Schéma de principe du dispositif de radiométrie photo-thermique modulée MPTR permettant des mesures en fonction de la température.

2.2. Echantillon de poudre Ti6Al4V consolidée

La poudre Ti6Al4V étudiée provient du fabricant du système de Fabrication Additive par EBM, la société ARCAM en Suède. La poudre est composée de particules sphériques afin de faciliter l'alimentation et sa disposition dans la chambre de fabrication. Les particules sphériques sont obtenues par le procédé d'atomisation gazeuse sous haute pression dans un jet d'argon. La taille des particules est comprise entre 40 et 110 μm avec un diamètre médian égal à 62 μm pour une poudre neuve et 78 μm pour une poudre réutilisée [5, 6].

Une des particularités de la fabrication par EBM repose sur une phase de préchauffage (avant la fusion) de la poudre par le faisceau d'électron défocalisé. La température de préchauffe est d'environ 700°C. Cette préchauffe a pour but de consolider la poudre afin d'éviter le phénomène de création de nuages de poudre dans la chambre, suite aux interactions électrostatiques particules métalliques - faisceau d'électrons. Cette consolidation (frittage) conduit à un meilleur contact entre les particules de la poudre et devrait impacter la conduction de la chaleur dans la poudre. Dans ce travail nous nous intéressons à la caractérisation de la poudre consolidée obtenue directement de la machine dans des conditions normales de production. La littérature annonce la porosité de ce type de poudre égale à 38% [7]. Nous considérerons cette valeur dans la suite de notre travail.

Pour des questions d'hygiène, sécurité et risques pour la santé les poudres doivent être manipulées avec les précautions nécessaires. Afin de remplir ce cahier des charges, nous avons développé des échantillons de poudre consolidée via la fabrication additive. L'idée est de renfermer la poudre dans un récipient dont les parois sont solides. Le schéma de l'échantillon avec ses dimensions est donné en figure 2. Les parois solides réalisées ont aussi un intérêt pour l'expérience MPTR. En effet, la face avant métallique permet de considérer l'absorption du faisceau laser et l'émission infrarouge à la surface de l'échantillon. Cette hypothèse ne pourrait pas être valable sur la poudre. Sous ces conditions, la mesure conduit donc à une conductivité effective de la poudre.

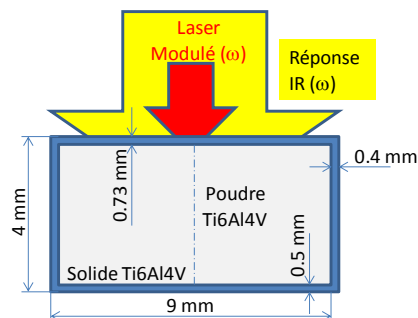


Figure 2 : Schéma de l'échantillon réalisé par EBM pour la mesure de la conductivité thermique de la poudre Ti6Al4V frittée. Le faisceau laser et la réponse infrarouge (IR) sont représentés pour illustrer la mesure MPTR.

3. Modélisation de l'expérience

La géométrie de l'échantillon et de l'expérience correspond à une configuration 2D axisymétrique. L'échantillon disposé dans le creuset est soumis à la température imposée par le four sur sa face arrière et la surface latérale. La face avant est soumise au flux de laser et aux éventuels échanges convectifs. Le transfert dans la paroi verticale de l'échantillon pourra être négligé pour des fréquences d'excitation suffisamment élevées pour lesquelles la longueur de diffusion thermique sera inférieure au rayon de l'échantillon. Dans cette configuration, le système pourra être représenté comme un tri-couche. Le détecteur infrarouge intègre le signal thermique sur toute la face excitée, la réponse thermique mesurée sera donc équivalente à une réponse 1D. Le transfert thermique dans cette géométrie peut être modélisé par un réseau d'impédances [8]. Cette représentation qui correspond directement au domaine fréquentiel ($p = j\omega$) est utile, car elle permet de calculer rapidement le déphasage théorique.

3.1. Modèle tri-couche

Le réseau d'impédances correspondant au transfert dans l'échantillon est donné en figure 3. On représente les trois couches: alliage Ti6Al4V solide - poudre Ti6Al4V - alliage Ti6Al4V solide.

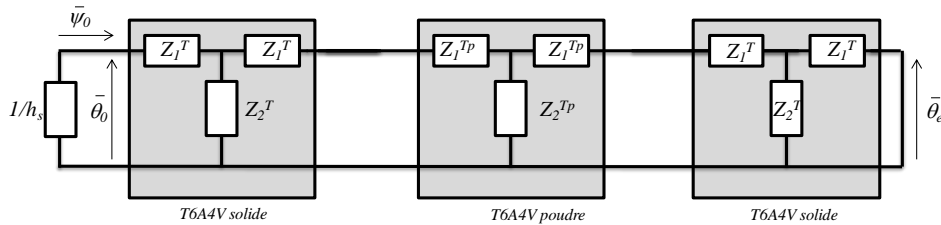


Figure 3 : Représentation du modèle simplifié du transfert thermique dans l'échantillon lors de l'expérience MPTR.

La relation entre le flux de chaleur imposé et la réponse en température sur la face avant dans le domaine fréquentiel est donnée par l'équation (1):

$$\bar{\theta}_0(j\omega) = \frac{Z_{1D}}{1+h_s Z_{1D}} \bar{\psi}_0(j\omega) \quad (1)$$

l'impédance globale du tri-couche Z_{1D} s'écrit :

$$Z_{1D} = Z_1^T + \left(\frac{1}{Z_2^T} + \left((Z_1^T + Z_1^{Tp}) + \left(\frac{1}{Z_2^{Tp}} + \left((Z_1^T + Z_1^{Tp}) + \left(\frac{1}{Z_2^T} + \frac{1}{Z_1^T} \right)^{-1} \right)^{-1} \right)^{-1} \right)^{-1} \right)^{-1} \quad (2)$$

où :

$$Z_1^T = \frac{\cosh(\beta_T e_T) - 1}{k_T \beta_T \sinh(\beta_T e_T)}; Z_2^T = \frac{1}{k_T \beta_T \sinh(\beta_T e_T)}; Z_1^{Tp} = \frac{\cosh(\beta_{Tp} e_{Tp}) - 1}{k_{Tp} \beta_{Tp} \sinh(\beta_{Tp} e_{Tp})}; Z_2^{Tp} = \frac{1}{k_{Tp} \beta_{Tp} \sinh(\beta_{Tp} e_{Tp})}$$

sont les impédances des trois couches constituant l'échantillon, dans lesquelles β_T et β_{Tp} sont définis comme : $\beta_T = \sqrt{\frac{j\omega}{a_T}}$; $\beta_{Tp} = \sqrt{\frac{j\omega}{a_{Tp}}}$

Le déphasage entre la température $\bar{\theta}_0$ et le flux $\bar{\psi}_0$ se calcule comme l'arc tangente du rapport de la partie imaginaire et de la partie réelle de $\bar{\theta}_0$ (équation 4).

$$\varphi(\omega) = \arctan\left(\frac{\text{Im}(\bar{\theta}_0(j\omega))}{\text{Re}(\bar{\theta}_0(j\omega))}\right) \quad (4)$$

3.2. Analyse de sensibilité

Pour vérifier la possibilité d'identifier la conductivité thermique de la poudre et optimiser l'expérience, une analyse de sensibilité a été réalisée. La sensibilité réduite S_n du déphasage à un paramètre n est définie par la relation: $S_n(\omega) = n \left(\frac{\partial \varphi(\omega, n)}{\partial n} \right)$. La sensibilité réduite est utile pour comparer les sensibilités aux différents paramètres ayant des unités différentes. En figure 3 nous traçons les sensibilités aux paramètres de l'alliage solide et de la poudre, calculées sur la plage de fréquences de 0.1 Hz à 10 Hz. Comme les propriétés des matériaux constituant l'échantillon varient avec la température, nous représentons les courbes pour la température ambiante et pour 1000°C.

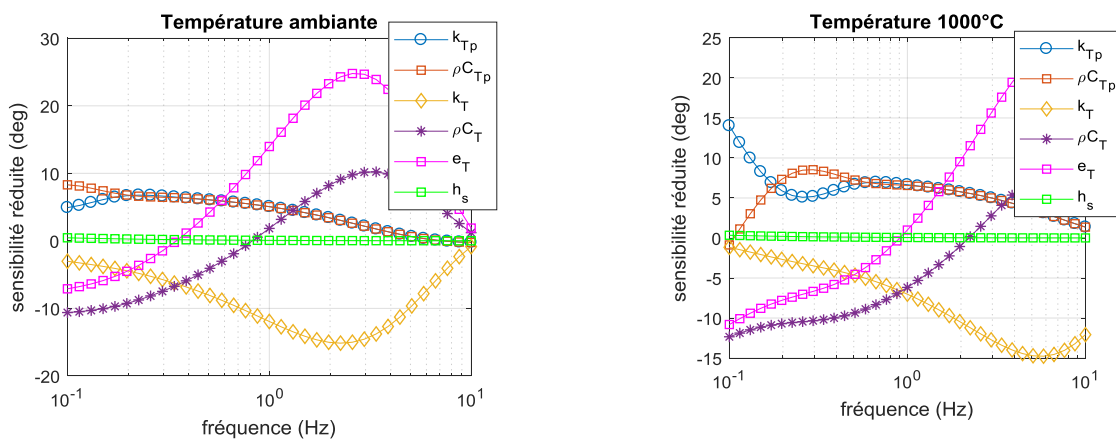


Figure 3 : Courbes de sensibilité réduite aux paramètres du modèle à température ambiante (gauche) et à 1000°C (droite).

Les paramètres utilisés pour le calcul des sensibilités sont résumées dans le tableau 1. Les valeurs de la masse volumique (ρ), de la capacité thermique massique (C) et de la conductivité thermique (k) sont issues de la littérature. La masse volumique est indiquée sans incertitude. Les incertitudes associées à (C) et (k) sont déterminées à partir de la précision de techniques utilisées pour leur mesure. Les valeurs des épaisseurs ont été mesurées sur l'échantillon. Pour ces épaisseurs, on néglige la dilation thermique à haute température. Enfin, le coefficient d'échange (h) a été estimé par corrélation empirique pour un écoulement laminaire interne dans section rectangulaire [10].

	ρ [7, 9] kg.m ⁻³	C [7] J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	k [7] W.m ⁻¹ .K ⁻¹	e mm	h_s [10] W.m ⁻² .K ⁻¹
Ti6Al4V poudre	2733(2648)	515±15.5 (610±18.3)	0.9±0.04 (2.7±0.17)	2.70±0.06	15
Ti6Al4V solide	4470 (4340)	552±17 (710±21)	7.3±0.5 (18.5±1.1)	0.73±0.03	

Tableau 1 : Valeurs de paramètres utilisés dans le modèle (1) pour analyse de sensibilité à température ambiante et à 1000°C (valeurs entre parenthèses pour $T=1000^\circ\text{C}$) [7, 9, 10].

Les courbes de sensibilités à la conductivité thermique du titane solide (k_T), sa capacité thermique (ρC_T) et l'épaisseur (e_T), tracées en figures 3 montrent une forte sensibilité du modèle à cette couche sur toute la plage de fréquences envisagée pour l'expérience. Ceci est évident, car la couche de titane solide est la première dans ce système thermique. Il sera ainsi très important de renseigner ces paramètres du modèle pour les identifications. Ces trois paramètres semblent également être corrélés. Concernant la sensibilité aux propriétés de la couche de poudre: la conductivité thermique (k_{Tp}) et la capacité thermique (ρC_{Tp}), le modèle est sensible à ces paramètres aux basses fréquences sur une plage allant jusqu'à 2 Hz à l'ambient et à 5 Hz à 1000°C. Les deux paramètres (k_{Tp}) et (ρC_{Tp}) sont parfaitement corrélés. Pour identifier la conductivité thermique, il faudra donc renseigner la capacité thermique de la poudre. Les fréquences de fonctionnement étant basses, nous vérifions également la sensibilité aux échanges convectifs à la surface de l'échantillon. Nous supposons un coefficient d'échange de $15 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ce qui correspond à un très faible débit de gaz neutre dans la platine chauffante ($1 \text{ dm}^3.\text{min}^{-1}$). Il apparaît que le modèle est peu sensible aux pertes sur cette plage de fréquences. En effet, pour voir apparaître l'effet des pertes il faudrait descendre à des fréquences plus basses.

En se basant sur les courbes de sensibilités nous fixons pour les mesures la limite haute des fréquences à 2 Hz. La limite basse est fixée à 0.2 Hz. Ce choix est fait par rapport à la longueur de diffusion thermique dans l'échantillon, dans l'objectif de pouvoir négliger les transferts dans la paroi latérale de l'échantillon.

4. Résultats

Nous avons réalisé une série de mesures MPTR en fonction de la température. La plage de températures explorée est comprise entre 100°C et 1000°C avec les mesures réalisées tous les 100°C. La plage de fréquences explorées pour les mesures en régime modulé a été choisie à partir de l'analyse de sensibilité. Elle est comprise entre 0.2 Hz et 2 Hz. Toutes les mesures ont été réalisées sous atmosphère d'argon, avec une purge préalable de la platine. L'échantillon après les mesures en température ne manifeste pas de détérioration de son état (pas d'oxydation).

La face avant de l'échantillon a été polie avant les mesures, afin d'obtenir une surface parfaitement plane. L'épaisseur de la couche supérieure de titane solide a été vérifiée a posteriori par une série de 10 mesures au pied-à-coulisses. Une épaisseur moyenne égale à 730 μm a été déterminée. Ce paramètre est crucial pour les identifications de la conductivité thermique de la poudre.

Les propriétés thermo-physiques: conductivité thermique k_T , chaleurs spécifiques C_T et C_{Tp} , masses volumiques ρ_T et ρ_{Tp} nécessaires pour l'identification de la conductivité thermique k_{Tp} de la poudre ont été tirées de la littérature [7, 9] (voir tableau 1). Le paramètre k_{Tp} a été identifié pour chaque point en température par minimisation de l'écart entre le déphasage donné par le modèle et le déphasage mesuré par MPTR. L'algorithme de Levenberg-Marquardt a été utilisé à cette fin. A titre d'exemple, deux résultats de minimisation pour la température 400°C et 800°C sont présentés en figure 4.

Nous présentons en figure 5 les conductivités k_{Tp} identifiées pour chaque température sur la plage de 100°C à 1000°C. Les barres d'erreurs associées à chaque valeur expriment la somme de deux sources d'erreur. La première composante est due aux bruit de mesure du déphasage et est calculée à partir de la matrice de covariance et de la variance résiduelle à la fin de l'identification. La deuxième composante est due aux incertitudes des paramètres supposés connus (C_T , C_{Tp} , k_T , e_T , e_{Tp}) [11].

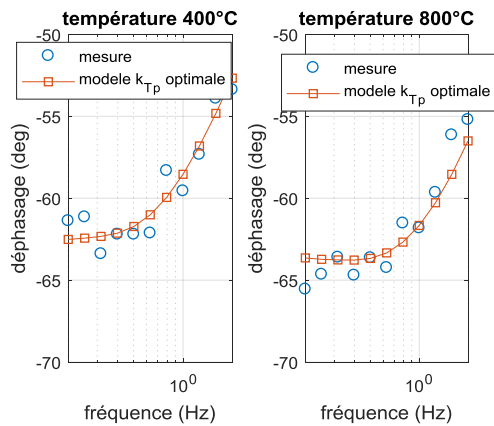


Figure 4 : Exemples de résultats de mesures MPTR à 400°C et 800°C (points expérimentaux: mesure, points calculés: modèle k_{Tp} optimale).

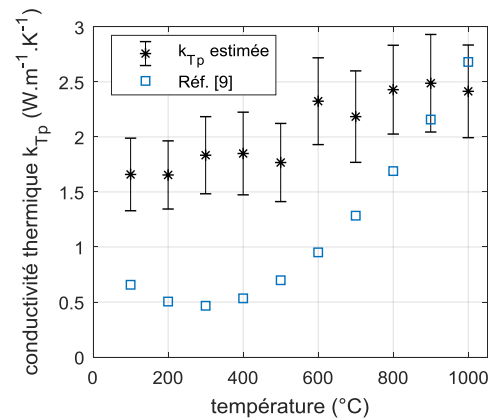


Figure 5 : Conductivité thermique de la poudre de Ti6Al4V consolidée pour EBM, mesurée par MPTR en fonction de la température.

Ces résultats sont comparés avec les valeurs préconisées en référence [7]. Les valeurs à basse température sont relativement hautes par rapport aux conductivités thermiques de poudre indiquées par [7]. Cet effet peut être expliqué par le fait que la poudre dans notre étude est probablement plus consolidée. En effet, séjournant à proximité du bain de fusion lors de la fabrication de l'échantillon, elle a subi un budget thermique plus important que la poudre étudiée en [7]. Cette consolidation assure donc un meilleur contact entre les particules et une meilleure conduction de la chaleur. Les valeurs se rejoignent à haute température, ce qui pourrait indiquer que la poudre de référence [7] a atteint le même niveau de frittage.

L'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température peut être expliquée par deux phénomènes. Premièrement, la poudre durant le recuit subit un frittage qui améliore le transfert entre les particules. Deuxièmement, l'augmentation de la conductivité thermique avec la température est caractéristique des métaux de transition comme les alliages de titane [12].

5. Conclusion

Nous avons appliqué la radiométrie photo-thermique modulée (MPTR) pour la mesure de conductivité thermique d'un lit de poudre de Ti6Al4V en fonction de la température. L'échantillon utilisé pour ces mesures est issu d'une machine EBM pour lequel les réglages correspondent à ceux d'une production normale. Les mesures ont été réalisées sous l'atmosphère d'argon afin d'éviter l'oxydation de l'alliage. Les résultats obtenus à haute température corroborent la physique de transferts thermiques dans ce type de matériaux.

L'identification de la conductivité thermique de la poudre a été réalisée en se basant sur un certain nombre de paramètres considérés connus. C'est l'inconvénient de cette démarche par rapport à des techniques par contact comme sonde plane. Cependant, la métrologie sans contact, telle que MPTR est mieux adaptée pour les mesures à haute température. En effet, elle permet d'éviter tous les problèmes liés à l'évolution du contact sonde-matériau avec la température. De plus, son fonctionnement avec une platine chauffante de petit volume, permet de mieux contrôler l'atmosphère autour de l'échantillon. Enfin, elle permet d'atteindre des températures plus élevées que la métrologie par contact.

La prochaine étape consistera à réaliser les mesures sous vide. Une tomographie X de l'échantillon sera réalisée pour évaluer plus précisément les épaisseurs de différentes couches

constituant l'échantillon. Elle permettra également de caractériser ses dimensions sans la nécessité de le détruire. Enfin, une analyse de la composition chimique de l'échantillon devra être réalisée afin de s'assurer que l'état du matériau pendant les mesures à haute température n'a pas été dégradé.

Références

- [1] R. Andreotta, L. Ladani, W. Brindley, Finite element simulation of laser additive melting and solidification of Inconel 718 with experimentally tested thermal properties, *Finite Elements in Analysis and Design*, 135, 2017, 36-43
- [2] U. Scipioni Bertoli, G. Guss, S. Wu, M. J. Matthews, J. M. Schoenung, In-situ characterization of laser-powder interaction and cooling rates through high-speed imaging of powder bed fusion additive manufacturing, *Materials and Design*, 135, 2017, 385-396
- [3] L. Chin Wei, L. E. Ejrlah, M. J. Powell-Palm, C. Montgomery, J. Beuth, J. A. Malen, Thermal conductivity of metal powders for powder bed additive manufacturing, *Additive Manufacturing*, 2018, 201-208
- [4] A. Kusiak, J. Martan, J.L. Battaglia, R. Daniel, Using of pulsed and modulated photothermal radiometry to measure the thermal conductivity of thin films, *Thermochimica Acta*, 2013, 556, 1-5
- [5] Mathieu Suard, Caractérisation et optimisation de structures treillis fabriquées par EBM, PhD Thesis, Université Grenoble Alpes, 2015
- [6] S. Tammas-Williams, H. Zhao, F. Léonard, F. Derguti, I. Tdd, P.B. Prangnell, XCT analysis of the influence of melt strategies on defect population in Ti-6AL-4V components manufactures by Selective Electron Beam Melting, *Materials Characterization*, 102, 2015 47-61
- [7] Alderson Neira Arce, Thermal Modeling and Simulation of Electron Beam Melting for Rapid Prototyping on Ti6Al4V Alloys, PhD Thesis, Raleigh, North Carolina, 2012
- [8] D. Maillet, S. André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, Thermal quadrupoles. Solving the heat equation through integral transforms. John Wiley and Sons, 2000
- [9] K. C. Mills, Recommended values of thermo physical properties for selected commercial alloys, 2002, Woodhead Publishing
- [10] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, Fundamentals of Heat and Mass Transfer, John Wiley & Sons, 1996
- [11] Jarny Y., Maillet D., Problèmes inverses et estimation de grandeurs en thermique, Ecole d'Hiver, Métrologie thermique et techniques inverses, Font Romeu, 1999.
- [12] Boivineau, M., Cagran, C., Doytier, D. et al., *Int J Thermophys* (2006) 27: 507. <https://doi.org/10.1007/PL00021868>

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'Agence Nationale de la Recherche qui a rendu possible cette étude grâce au financement accordé dans le cadre du projet GeoCAM ANR-17-CE10-0004.

Benchmark de méthodes d'identification de paramètres sur données simulées : application à la mesure sur site de la résistance thermique de parois de bâtiments par méthode active

Thanh-Tung HA¹, Vincent FEUILLET¹, Laurent IBOS¹, Julien WAEYTENS², Kamel ZIBOUCHE³, Simon THEBAULT³, Rémi BOUCHIE³, Véronique LE SANT⁴

¹CERTES, Université Paris-Est Créteil, 61 Av. du Général De Gaulle, 94000 Créteil

²IFSTTAR, Cité Descartes, 14-20 Bd Newton, 77420 Champs-sur-Marne

³Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), 84 Av. Jean Jaurès, 77420 Champs-sur-Marne

⁴Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE), 29 Rue Roger Hennequin, 78197 Trappes

* (auteur correspondant : ibos@u-pec.fr)

Résumé – Ce travail porte sur la réalisation d'un benchmark de méthodes d'identification en vue de mesurer sur site la résistance thermique de parois de bâtiment par thermographie infrarouge active. Les mesures virtuelles sont générées à l'aide de différents Modèles Physiques Générateurs. Plusieurs méthodes d'estimation de paramètres sont comparées. Les résultats présentés se focalisent sur les parois ITI (Isolation Thermique par l'Intérieur) et montrent qu'une estimation satisfaisante de la résistance thermique de la paroi est possible dans de nombreux cas.

Nomenclature

T	température, K	λ	conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
R	résistance thermique, $\text{m}^2.\text{K.W}^{-1}$	τ	constante de temps, s
C_p	capacité thermique massique, $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Φ	densité de flux, W.m^{-2}
b	effusivité thermique, $\text{W.s}^{1/2}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
e	épaisseur, m	IR	infrarouge
<i>Symboles grecs</i>		S	surface
α	diffusivité thermique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	i	intérieur
ρ	masse volumique, kg.m^{-3}	e	extérieur

1. Introduction

La résistance thermique est l'un des paramètres traduisant la qualité de l'isolation thermique de l'enveloppe d'un bâtiment. La valeur de la résistance thermique figure parmi les objectifs de consommation imposés par la réglementation thermique (valeurs minimales de $3 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ en 2005 et de $4 \text{ m}^2.\text{K.W}^{-1}$ en 2012). Il existe actuellement différentes méthodes passives, normalisées ou non, permettant d'estimer ce paramètre [1-5] mais elles ne remplissent pas toutes les conditions garantissant une mesure systématique. Le projet ANR RESBATI vise à développer un dispositif de mesure de la résistance thermique utilisable sur le terrain pour tout type de paroi et de bâtiment, à tout moment de l'année. Il devra en outre être simple d'utilisation, d'un coût de revient modéré et aboutir à une faible durée de mesure. L'appareil repose sur la mise en œuvre d'une méthode active assurant l'excitation thermique de la paroi à caractériser.

La tâche « Etude de la robustesse des méthodes » du projet RESBATI vise à tester les modèles et méthodes d'identification des partenaires du projet (CERTES, CSTB, IFSTTAR, LNE). Un benchmark d'identification a été effectué pour évaluer la capacité d'identification des modèles (valeur estimée, incertitude, durée de calcul) en fonction des caractéristiques

d'essai (type de paroi, conditions météorologiques, durée de l'essai...). Ce benchmark était une étape préalable au dimensionnement du prototype d'appareil de mesure en cours de test actuellement. Cet article est consacré à la présentation des principaux résultats de ce benchmark. Nous nous focaliserons sur le cas concernant l'estimation de résistance thermique sur des parois opaques de bâtiments avec isolation rapportée par l'intérieur (ITI), qui est le mode constructif de loin le plus courant en France.

2. Méthodologie générale adoptée

2.1. Méthodologie générale adoptée

La figure 1 détaille la démarche d'ensemble du benchmark réalisé. Dans un premier temps, la précision des modèles de calcul des partenaires a été examinée dans le cadre d'une comparaison sur différents cas tests de paroi (vérification des Modèles Physiques Générateurs – MPG). Le travail bibliographique réalisé dans le projet RESBATI a permis de définir les typologies de paroi les plus pertinentes à simuler dans les identifications, ainsi que les autres paramètres intervenant dans la simulation des phénomènes thermiques (conditions limites, durée, type de sollicitations...). Dans un troisième temps, les MGP et les typologies de paroi et conditions associées ont été utilisés afin de générer des données mesurées virtuelles mises à disposition de manière anonyme. Enfin, chaque partenaire participant à la tâche a mis en œuvre sa méthode d'identification sur les données de mesure générées précédemment en vue d'estimer en aveugle la résistance thermique de la paroi étudiée et son incertitude associée.

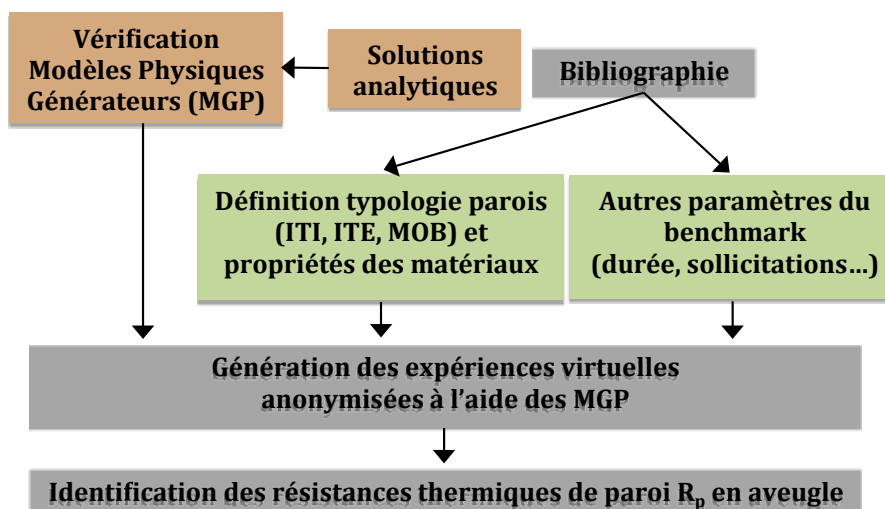


Figure 1 : Méthodologie générale du benchmark d'identification

2.2. Modèles Physiques Générateurs (MPG)

Les Modèles Physiques Générateurs 3D utilisés par les partenaires sont les suivants :

- Voltra : logiciel commercial utilisé par le CSTB basé sur la méthode des éléments finis. Il permet la simulation des transferts de chaleur en régime transitoire 3D pour des problèmes de conduction thermique dont la géométrie fait intervenir des blocs parallélépipédiques.

- Comsol Multiphysics : logiciel commercial de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis, utilisé par le LNE.

- Quadripôles thermiques : méthode de résolution semi-analytique (transformations intégrales), utilisée par le CERTES, adaptée à la conduction de la chaleur dans des

empilements multicouches. La transformation intégrale mise en œuvre sur le temps est la transformée de Laplace [6].

2.3. Cas tests considérés

2.3.1. Géométrie de la paroi et propriétés thermophysiques

Différentes typologies de parois ont été testées dans le cadre de ce benchmark : isolation rapportée par l'intérieur (ITI) ou par l'extérieur (ITE), mur à isolation répartie, double-paroi, murs à ossature bois (MOB). Comme précisé en introduction, nous nous focaliserons dans cet article sur le cas ITI. La structure du mur considéré est présentée sur la figure 2. Le mur est composé de quatre couches : enduit extérieur, mur porteur, couche isolante, parement intérieur. Une zone de 2 mètres de côté est considérée. Afin de générer à l'aide des MGP les mesures virtuelles pour les identifications, les propriétés des couches ont été choisies au hasard conformément aux données du tableau 1.

	e m	λ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	ρ kg.m^{-3}	C_p $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Enduit extérieur	0,01 à 0,03	0,3 à 1,8	500 à 2000	1000
Mur support	0,15 à 0,3	0,1 à 2,3	650 à 2500	1000
Isolant	0,04 à 0,2	0,02 à 0,06	30 à 150	900 à 1400
Parement intérieur	0,01 à 0,03	0,2 à 0,8	600 à 1500	1000

Tableau 1 : Propriétés thermophysiques considérées pour les simulations numériques

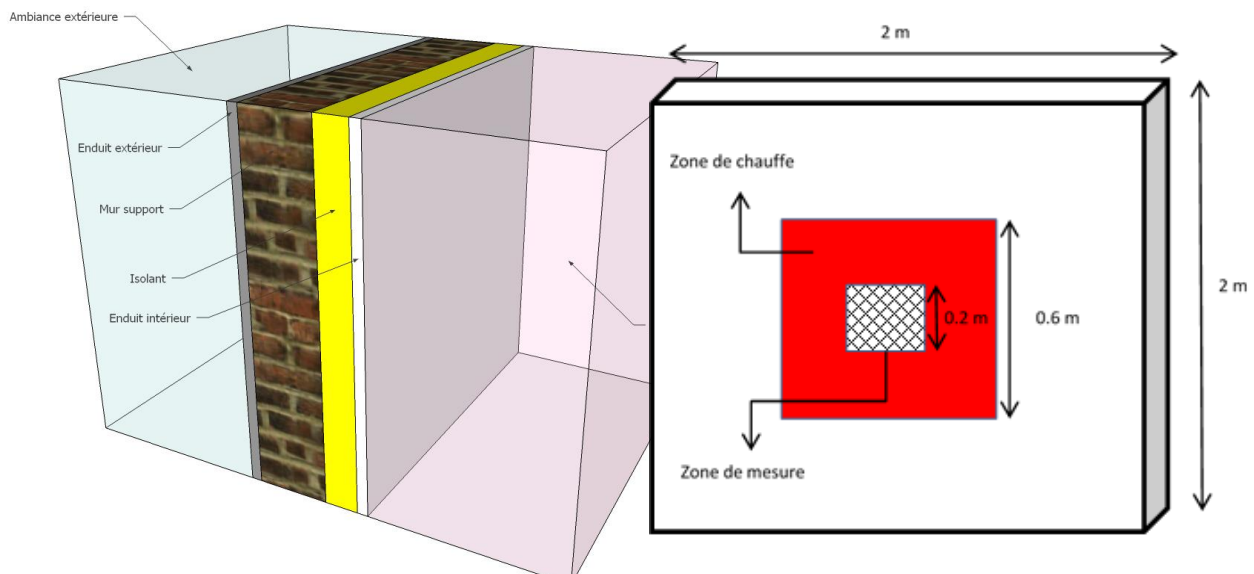


Figure 2 : Paroi considérée (structure et dimensions)

2.3.2. Sollicitations intérieures

L'ambiance du local intérieur est chauffée et régulée à la température $T_i = 20^\circ\text{C}$. L'excitation thermique de la paroi est imposée côté intérieur. La zone de chauffage de la paroi est située au centre du mur et a une taille de 60 cm de côté (Cf figure 2). L'excitation thermique est produite par des lampes (Cf figure 3). Une excitation de type créneau de puissance est considérée : 0 W/m^2 pendant la première heure du test, puis $\Phi_{\text{IR}} = 400 \text{ W/m}^2$ jusqu'à la fin de la simulation (72 heures). On considère que la puissance émise est égale à la puissance absorbée (chauffage avec rayonnement infrarouge pour une émissivité ε égale à 1).

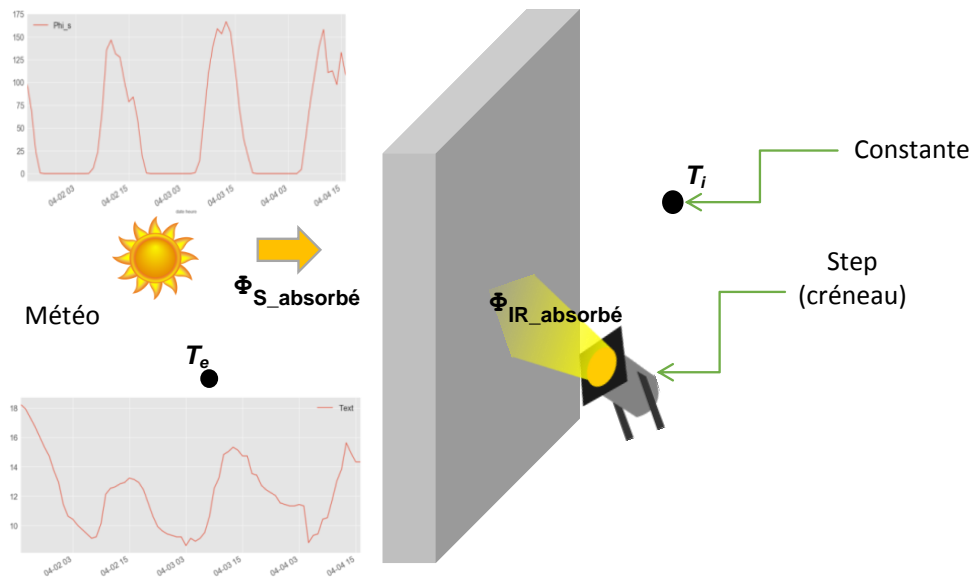


Figure 3 : Conditions aux limites imposées sur la paroi

2.3.3. Sollicitations extérieures

Deux climats extérieurs sont considérés à partir de fichiers météo de durée égale à 3 jours : climat de Trappes au mois d'avril avec une paroi orientée nord d'une part et climat de Carpentras au mois d'octobre avec une paroi orientée sud d'autre part. On considère un albédo de la surface extérieure égal à 0,6. On néglige le rayonnement grandes longueurs d'ondes avec l'environnement (sol, ciel, parois environnantes). On néglige également les influences de l'humidité et de la pluie.

2.3.4. Conditions initiales et aux limites

La température initiale dans la paroi est considérée homogène égale à 20°C. Les échanges thermiques avec l'air intérieur et extérieur sont modélisés par des coefficients d'échange thermique fixés aux valeurs de la réglementation thermique : 7,7 W.m⁻².K⁻¹ pour la paroi intérieure et 25 W.m⁻².K⁻¹ pour la paroi extérieure [7].

2.3.5. Données de mesure

Les données mesurées sont issues de simulations 3D en régime transitoire obtenues à l'aide des MPG (Voltra, Comsol, quadripôles). Elles servent d'input pour les modèles d'identification (voir section suivante). La zone de mesure est représentée sur la figure 2. La température moyenne sur cette zone est calculée par chaque MGP. Les données sont enregistrées sous forme de séries temporelles avec des intervalles de 10 secondes les 20 premières minutes, puis de 30 secondes par la suite. La durée totale des simulations est de 72 heures. Les signaux de température et flux sont bruités en utilisant des bruits obtenus expérimentalement sur des thermocouples et des plaques fluxmétriques de caractéristiques proches de ceux utilisés dans le prototype. Ces bruits ont été enregistrés pendant 72 heures.

3. Méthodes d'identification

Trois méthodes d'identification sont comparées. Chacune de ces méthodes est proposée et utilisée par un partenaire du projet (CSTB, IFSTTAR, CERTES) en utilisant les mêmes données générées « virtuellement ». Les identifications sont réalisées « en aveugle ».

3.1. Méthode des éléments finis et algorithme à direction de descente (IFSTTAR)

Le modèle direct de la procédure d'inversion mise en place par l'IFSTTAR fait appel à la méthode des éléments finis et un schéma Euler implicite en temps permettant la résolution du système d'équations aux dérivées partielles associé au problème de conduction thermique de la paroi (équation de la chaleur 1D transitoire dans chaque couche et conditions limites de troisième espèce avec coefficient d'échange sur les surfaces intérieure et extérieure de la paroi). L'inversion utilise un algorithme de type « direction de descente » incluant le calcul d'un terme de régularisation [8]. Le coefficient de régularisation est choisi afin de satisfaire un principe de discrédance étendu prenant en compte les erreurs de mesure et de modèle. La figure 4 représente schématiquement la procédure d'inversion développée. L'intervalle de confiance sur la résistance thermique identifiée est obtenu grâce au tracé d'iso-valeurs de la fonctionnelle du problème de recalage.

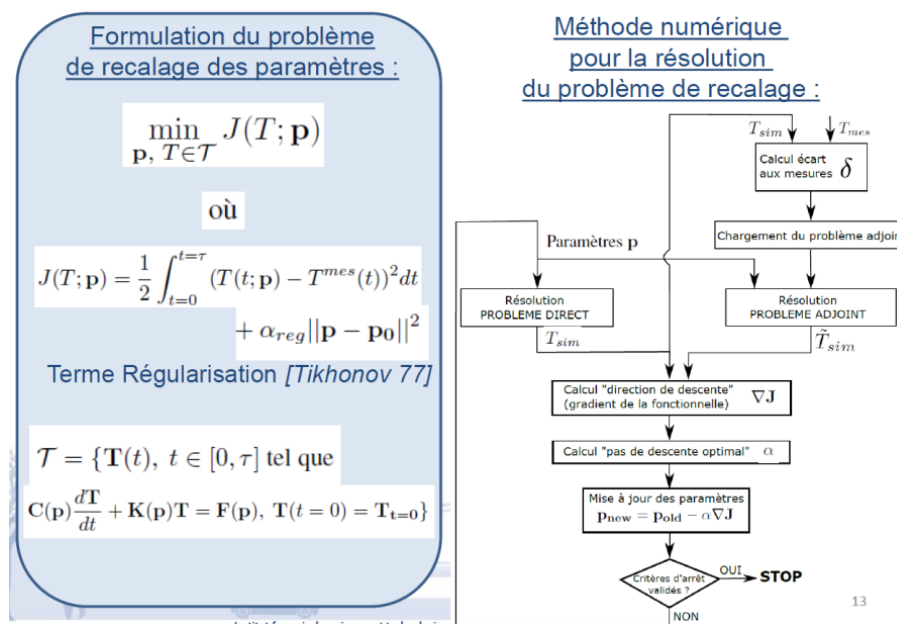


Figure 4 : Représentation schématique de la procédure d'inversion développée par l'IFSTTAR

3.2. Méthode des quadripôles thermiques et estimation bayésienne (CERTES)

Le modèle direct intervenant dans l'algorithme de minimisation développé par le CERTES repose sur la méthode des quadripôles thermiques en géométrie 1D et régime transitoire. Celle-ci permet de relier par l'intermédiaire d'une matrice de transfert M les températures \hat{T} et flux $\hat{\phi}$ dans l'espace de Laplace entre les surfaces intérieure et extérieure du mur :

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_{SI} \\ \hat{\phi}_{SI} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \hat{T}_{SE} \\ \hat{\phi}_{SE} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Elle est particulièrement adaptée à un algorithme d'inversion nécessitant de nombreuses résolutions du modèle direct en raison de temps de calcul très courts en 1D (0.19 s pour un pas de temps de 30 s et une durée de simulation de 3 jours avec l'algorithme de De Hoog [9] pour l'inversion numérique de la transformée de Laplace).

La minimisation fait appel à un algorithme basé sur l'inférence bayésienne [10] permettant de former par tirage aléatoire une distribution des paramètres à estimer. Pour chaque tirage, l'algorithme calcule la probabilité des données simulées pour les paramètres tirés par comparaison avec les données mesurées. Ce tirage est accepté si sa probabilité est supérieure

au cas précédent, dans le cas contraire il est refusé. Un sous-algorithme « Robust adaptive Metropolis » (RAM) [11] est utilisé pour optimiser le tirage aléatoire selon la probabilité de l'itération précédente et réduire le nombre d'itérations nécessaires. Chaque identification nécessite de nombreux tirages aléatoires pour obtenir une distribution complète de chaque paramètre. Dans la procédure d'inversion proposée (Cf figure 5), la conductivité thermique λ et le produit entre la densité volumique et la capacité thermique ρC_p de chaque couche de la paroi étudiée sont estimés en fixant l'épaisseur de la couche (calculée à partir de l'épaisseur totale de la paroi supposée mesurable). L'algorithme de minimisation identifie pour chaque couche le rapport de la valeur du paramètre sur la valeur initiale (équation (2)). La donnée à minimiser dans l'identification est la température de surface intérieure T_{Si} . En fin de processus d'identification, deux vecteurs (valeur moyenne μ et l'écart-type σ) sont obtenus pour l'ensemble des paramètres à partir des distributions finales estimées. La résistance thermique de la paroi et son incertitude s'obtiennent à partir de l'équation (3).

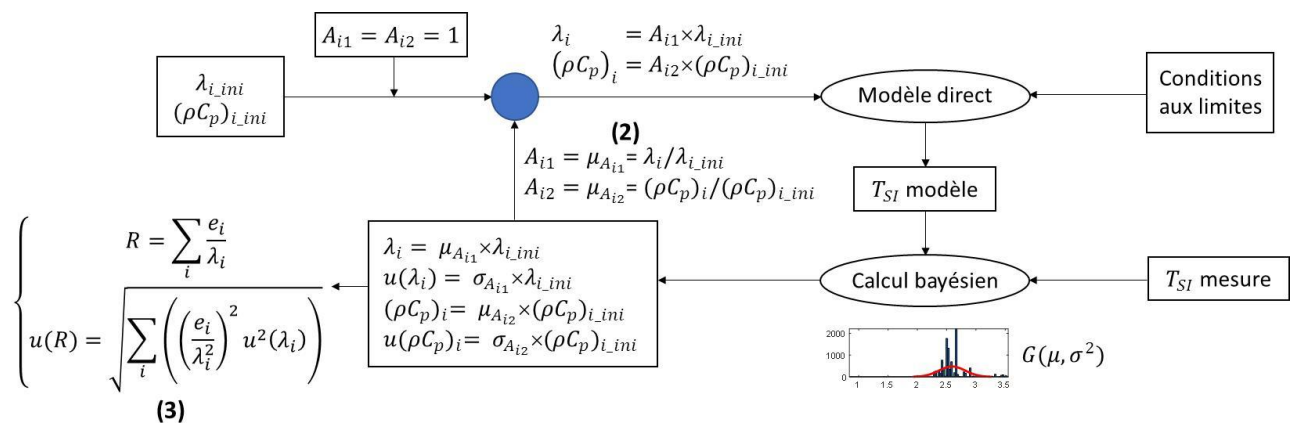


Figure 5 : Représentation schématique de la procédure d'inversion développée par le CERTES

3.3. Modèle RC et Méthode ISABELE (CSTB)

Le CSTB utilise des modèles RC comme modèle direct pour l'identification (une banque de modèles plus ou moins complexes est disponible selon la composition du mur). La méthode d'identification est basée sur la méthode ISABELE, développée initialement pour évaluer la performance de l'enveloppe globale du bâtiment [12] et adaptée aux murs dans le cadre du projet RESBATI. L'identification des paramètres thermiques utilise une modélisation stochastique de type "boîte grise" avec une approche de type maximum de vraisemblance ("Maximum Likelihood"). Les paramètres estimés sont la résistance thermique du mur et sa capacité ainsi que les incertitudes associées. L'estimation de l'incertitude de la méthode ISABELE se base sur des méthodes d'inférence bayésienne pour les sources d'erreur aléatoires, combinées à des tirages de Monte-Carlo pour les sources d'erreurs systématiques (i.e. tirées dans un intervalle connu mais invariables pendant la durée de l'essai) [12].

4. Résultats

Une partie des résultats des estimations du benchmark est présentée sur la figure 6 : écarts relatifs en % entre les estimations de résistance thermique et les valeurs attendues et incertitudes sur les résistances estimées, pour deux durées d'analyse (12h et 48h), tracés en fonction de l'épaisseur totale de la paroi. Les résistances thermiques des parois considérées sont comprises entre 0,9 et 8,6 $m^2.K.W^{-1}$.

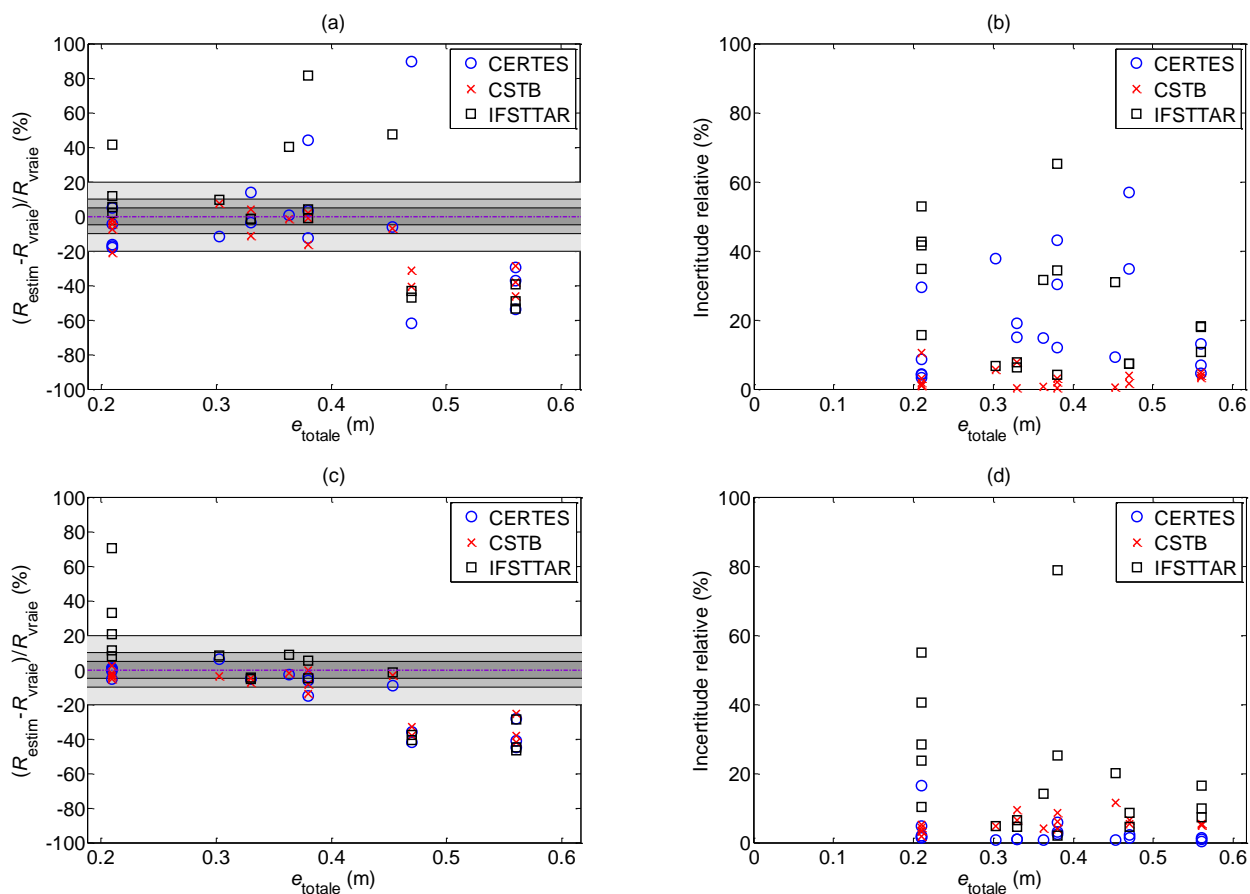


Figure 6 : Résultats d'identification du benchmark des différents modèles en fonction de l'épaisseur totale de la paroi ITI considérée – (a)-(b) Ecarts et incertitudes relatives pour une durée de mesure de 12h, (c)-(d) Ecarts et incertitudes relatives pour une durée de mesure de 48h

On observe sur la figure 6 que l'augmentation de la durée de mesure (ici de 12h à 48h) améliore les identifications pour chacune des méthodes utilisées dans le cas d'une paroi ITI. Les erreurs relatives sur les résistances vraies des parois se recentrent autour de la valeur 0 (figures 6(a) et 6(c)) tandis que la grande majorité des valeurs d'incertitudes diminuent (figures 6(b) et 6(d)). Ces différents graphiques montrent également que plus l'épaisseur totale de la paroi augmente, plus l'estimation de la résistance thermique de la paroi est difficile. C'est notamment le cas pour des parois de résistance thermique « modérée » (autour de 3 à 4 $\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$). Ceci s'explique par la présence d'un flux latéral important dans la paroi qui n'est pas pris en compte dans les modèles simplifiés utilisés pour l'identification et qui conduit à un biais sur l'estimation de résistance thermique. Le paramètre le plus limitant pour les estimations semble donc être l'épaisseur de la paroi, plus que la résistance thermique, *i.e.* il est possible d'estimer des résistances thermiques élevées avec un biais et des incertitudes faibles du moment que l'épaisseur de la paroi reste inférieure à environ 40 cm. Toutes les méthodes investiguées mènent sensiblement vers les mêmes résultats d'identification pour des niveaux d'incertitude de l'ordre de 10%. La méthode des éléments finis mise en œuvre par l'IFSTTAR mène généralement à des valeurs d'incertitude plus élevées.

Par ailleurs, les données météorologiques, l'orientation de la paroi et la période de l'année (Trappes-nord-printemps ou Carpentras-sud-automne) n'ont dans l'ensemble qu'assez peu d'influence sur les résultats obtenus. Il n'apparaît pas de tendance nette concernant ces critères. D'un point de vue temps de calcul, la procédure d'estimation utilisée par le CSTB est de loin la moins coûteuse (de l'ordre de la dizaine de secondes).

5. Conclusion

Cette étude du projet ANR RESBATI effectuée dans le cadre d'un benchmark a permis de tester la capacité de différentes méthodes d'identification à estimer la résistance thermique de parois de bâtiment par thermographie infrarouge active. Les parois ITI de moins de 40 cm d'épaisseur semblent adaptées à l'approche proposée. Les résultats obtenus sur d'autres typologies de paroi seront prochainement présentés (ITE, monomur, double-paroi, MOB). L'augmentation d'épaisseur de la paroi a systématiquement tendance à biaiser les mesures de la même manière. En effet, quel que soient les méthodes d'identification, elles conduisent à sous-estimer la résistance thermique de la paroi quand l'épaisseur augmente. Ce travail a permis le dimensionnement d'un prototype d'appareil de mesure qui est actuellement utilisé sur des parois d'essai en conditions de laboratoire. Il sera ensuite testé sur le terrain pour sa validation par les utilisateurs.

Références

- [1] ISO 9869-1:2014, *Isolation thermique - Éléments de construction - Mesurage in situ de la résistance thermique et du coefficient de transmission thermique - Partie 1: Méthode du fluxmètre*, Norme ISO, 2014.
- [2] ISO 9869-2:2008, *Thermal insulation - Building elements - In-situ measurement of thermal resistance and thermal transmittance - Part 2: Infrared method for frame structure dwelling*, Norme ISO, 2008.
- [3] R. Albatici, A. M. Tonelli, M. Chiogna, *A comprehensive experimental approach for the validation of quantitative infrared thermography in the evaluation of building thermal transmittance*, Applied Energy, 141, 218-228, 2015.
- [4] J. Meulemans, F. Alzetto, D. Farmer, C. Gorse, Christopher, *QUB/e - A novel transient experimental method for in situ measurements of the thermal performance of building fabrics*, International Sustainable Ecological Engineering Design for Society (SEEDS) Conference, Leeds (UK), 2016.
- [5] A. Janssens, *Reliable building energy performance characterisation based on full scale dynamic measurements*, Report of Subtask 1b: Overview of methods to analyse dynamic data, International Energy Agency, EBC Annex 58, 2016.
- [6] D. Maillet, *Thermal quadrupoles: solving the heat equation through integral transforms*, John Wiley & Sons Inc, 2000.
- [7] Réglementation thermique RT 2012, Ed. CSTB, 2012.
- [8] A. N. Tikhonov, V. Y. Arsenin, *Solutions of Ill-Posed Problems*, New York: Winston, 1977.
- [9] F. R. de Hoog, J. H. Knight, A. N. Stokes, *An improved method for numerical inversion of Laplace transforms*, SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, 3, 357-366, 1982.
- [10] M. E. Glickman, D. A. van Dyk, *Basic Bayesian Methods*, Methods in molecular biology, 404, 319-338, 2007.
- [11] M. Vihola, *Robust adaptive Metropolis algorithm with coerced acceptance rate*, Statistics and Computing, 22:5, 997-1008, 2012.
- [12] S. Thébault, R. Bouchié, *Refinement of the ISABELE method regarding uncertainty quantification and thermal dynamics modelling*, Energy and Buildings, 178, 182-205, 2018.

Remerciements

Les auteurs remercient l'ANR pour le soutien financier accordé au projet RESBATI.

Modélisation et simulation du transfert thermique verre-moule dans un procédé de soufflage verrier

Badre SAHNOUN^{1,2,*}, Benjamin REMY¹, Vincent SCHICK¹, Antoine LOPEZ², Romuald GUILBAUT²

¹LEMETA, Université de Lorraine

2 Avenue de la forêt de Haye – 54 504 Vandœuvre-Lès-Nancy

²Pochet du Courval Usine de Guimerville-BP 38 – 76 340 Blangy-sur-Bresle

* (auteur correspondant : badre.sahnoun@univ-lorraine.fr)

Résumé - Afin de simuler la thermique des moules verriers utilisés dans l'industrie pour fabriquer des flacons de parfum et mieux comprendre les phénomènes de transferts thermiques lors du refroidissement de la pâte de verre au contact avec les moules de formage, on souhaite identifier l'impédance thermique reliant le flux de paroi à la température de paroi via un modèle convolutif ou paramétrique de type ARX. Ces modèles permettant de décrire le transfert de chaleur à l'interface verre-moule sont identifiés à partir de données expérimentales. On s'intéresse tout d'abord à la modélisation thermique d'un moule verrier via un modèle numérique 1D, puis on l'élargira à un modèle 3D modélisant le moule réel.

1. Introduction

Cette étude est menée en étroite collaboration avec le Groupe POCHET, spécialiste dans le flaconnage haut de gamme. Ce travail a pour but de proposer des modèles permettant de décrire les transferts thermiques dans les moules verriers lors de la mise en forme des flacons par soufflage automatique. Pour modéliser les transferts de chaleur transitoires verre-moule lors des différentes phases de remplissage d'un moule, on propose d'utiliser une approche basée sur la notion d'impédance thermique qui passe par l'estimation de la température et du flux de paroi sur la surface interne du moule et l'utilisation de modèles soit convolutifs soit paramétriques de type ARX (à structure autorégressive) que nous présenterons et comparerons.

1.1 Les différentes phases thermiques du remplissage des moules verriers

L'opération de mise en forme des flacons se fait en deux étapes, tout d'abord via un moule ébaucheur, puis un moule finisseur. Dans chacun des moules, la pâte de verre subit un façonnage en quatre phases, comme décrit en figure 1 d'une durée totale d'environ 7s. Dans cet article, nous allons présenter nos résultats de modélisation et de simulation du contact verre-moule lors de la mise en forme du verre dans le moule ébaucheur, en prenant en compte les spécificités de chaque phase (phase avant perçage, phase de perçage, phase d'ouverture et phase d'attente de la goutte).

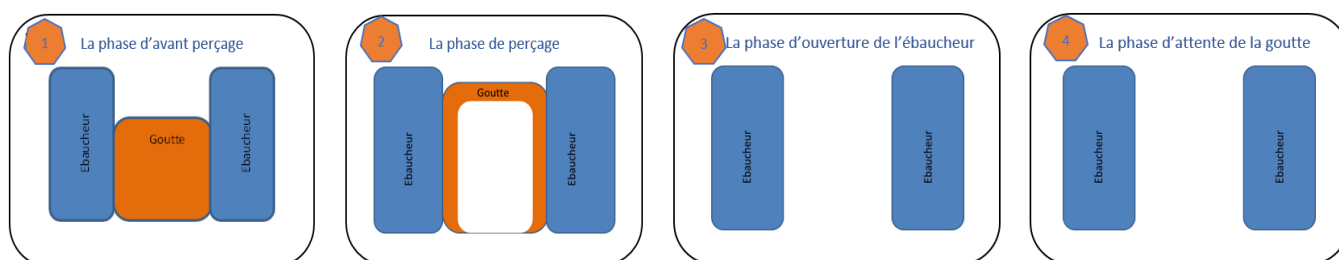


Figure 1 : Les quatre différentes phases thermiques lors du remplissage du moule

1.2 Prise en compte du couplage fluide-paroi par impédance thermique (modèle convolutif)

Classiquement, le transfert de chaleur entre un fluide et une paroi solide est représenté par un coefficient d'échange constant et uniforme via la loi de Newton :

$$\varphi_p = h(T_p - T_\infty) \quad (1)$$

φ_p et T_p désignent respectivement le flux et la température de paroi du moule et T_∞ la température à l'infini du fluide (température de référence). Dans notre cas, cette température de référence correspond soit à la température de goutte T_g pour les phases 1 et 2, soit à la température de l'air dans le moule pour les phases 3 et 4. Compte-tenu des transitoires rapides des différentes phases lors du remplissage du moule, l'introduction d'un coefficient d'échange variable en temps est nécessaire. Cependant, cette représentation est loin d'être idéale car comme il a été montré en [1]. En effet, ce coefficient d'échange dépend fortement des conditions aux limites thermiques et n'est donc pas intrinsèque au système. Par analogie électrique et extension de la loi d'Ohm au régime transitoire qui dans l'espace de Laplace s'écrit :

$$\Delta \bar{U}(p) = \bar{Z}(p) \cdot \bar{I}(p) \leftrightarrow \Delta U(t) = Z(t) \otimes I(t) \quad (2)$$

$\bar{U}(p)$ et $\bar{I}(p)$ représentent les transformées de Laplace de la tension et du courant et $\bar{Z}(p)$ l'impédance du circuit qui dépend de la variable de Laplace p

On montre alors qu'il existe dans l'espace réel en temps une impédance $Z(t)$ qui relie $\Delta U(t)$ et $I(t)$ par un produit de convolution. Par analogie, on peut ainsi introduire une impédance thermique qui relie $\Delta T_p(t)$ et $\varphi_p(t)$ par un produit de convolution :

$$\Delta T_p(t) = Z_{th}(t) \otimes \varphi_p(t) \quad (3)$$

C'est cette approche que nous proposons d'utiliser dans ce travail pour modéliser le contact moule/verre. En effet, comme démontré en [1], cette impédance présente l'avantage d'être indépendante des conditions aux limites. En revanche, comme elle dépend de la configuration du système, il sera nécessaire d'identifier une impédance pour chacune des quatre phases du remplissage du moule telles que décrites sur la Figure 1.

2. Estimation de l'impédance thermique $Z_{th}(t)$ pour modéliser les transferts de chaleur moule/verre

Nous avons choisi ici une approche expérimentale. Comme indiqué dans la relation (3), pour pouvoir identifier l'impédance thermique $Z_{th}(t)$, il est nécessaire de connaître $T_p(t)$ et $\varphi_p(t)$. Ces grandeurs étant difficiles d'accès du point de vue expérimental, nous avons utilisé une méthode inverse permettant de remonter à ces deux grandeurs via la mesure par thermocouples de deux températures notées T_1 et T_2 internes à la paroi du moule. Nous présenterons tout d'abord la méthode permettant de remonter à $T_p(t)$ et $\varphi_p(t)$ à partir de T_1 et T_2 , puis la méthode d'estimation de l'impédance thermique $Z_{th}(t)$ à partir d'un modèle convolutif ou paramétrique.

2.1 Mesure de la température de paroi $T_p(t)$ et du flux de paroi $\varphi_p(t)$

Le principe de la mesure est celui décrit dans la référence [2]. Elle consiste à travers un modèle théorique obtenu par la méthode des quadripôles thermiques [3] à remonter à $T_p(t)$ et $\varphi_p(t)$ à partir de la mesure de deux températures internes au moule T_1 et T_2 placés sur la même cote mais à une distance x_1 et x_2 de la paroi interne du moule (Voir Figure 2 et 3).

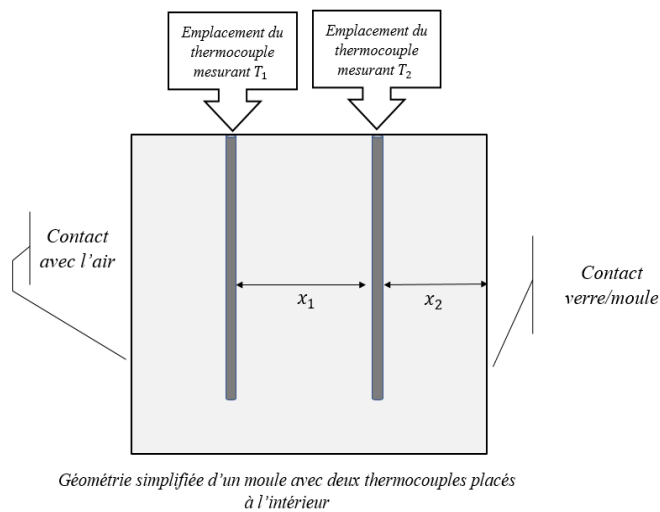


Figure 2 : Schéma du positionnement des deux thermocouples mesurant T_1 et T_2



Figure 3 : Moule verrier instrumenté

Nous ne détaillerons pas ici le détail des calculs que l'on peut retrouver en [2]. Nous pouvons montrer qu'il est possible de relier les températures $T_1(t)$ et $T_2(t)$ à la température $T_p(t)$ et au flux $\varphi_p(t)$ de paroi par les relations (4) et (5).

$$\bar{\theta}_p = -\bar{\theta}_1 \left(\frac{sh(qx_2)}{sh(qx_1)} \right) + \bar{\theta}_2 \left(\frac{sh(q(x_1 + x_2))}{sh(qx_1)} \right) \quad \text{avec: } \theta_i(t) = T_i(t) - T_i(0) \quad (4)$$

$$\bar{\varphi}_p = -\bar{\theta}_1 \lambda q \left(\frac{ch(qx_2)}{sh(qx_1)} \right) + \bar{\theta}_2 \lambda q \left(\frac{ch(q(x_1 + x_2))}{sh(qx_1)} \right) \quad \text{avec: } \varphi_p(t) = \Phi_p(t) - \Phi_p(0), \quad (5)$$

$$q = \sqrt{\frac{p}{a}} \quad \text{et} \quad a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$$

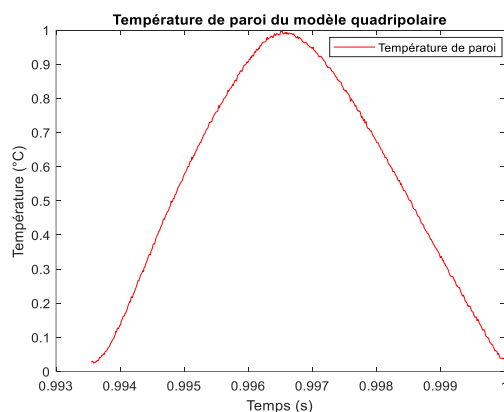


Figure 4 : température de paroi identifiée $T_p(t)$

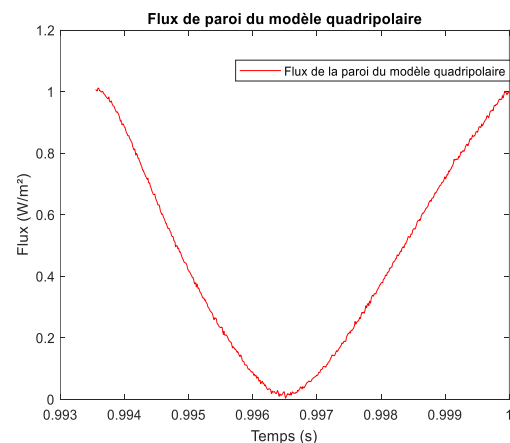


Figure 5 : flux de paroi identifié $\varphi_p(t)$

Les deux relations (4-5) nous donnent la température $T_p(t)$ et le flux de paroi $\varphi_p(t)$ en fonction des températures supposées connues $T_1(t)$ et $T_2(t)$ (les températures sont celles mesurées par les thermocouples). (Remarque : Les températures initiales d'une phase sont notées par un indice "0").

Les figures 4 et 5 donnent les évolutions temporelles de la température et du flux de paroi sur un cycle. Cette estimation a été rendue possible grâce à l'utilisation de la méthode des temps futurs [4] qui permet de régulariser l'inversion. L'estimation du flux a pu être validée sur une mesure de laboratoire faite sur le même moule chauffée par effet joule sur sa paroi interne par un film chauffant (flux calibré). Le principal avantage de la méthode utilisée ici est qu'il est possible de remonter à la température et au flux de paroi interne quelles que soient les conditions aux limites thermiques sur la paroi externe du moule qui comme on peut le voir en (4-5) n'interviennent pas explicitement dans cette relation. Ces deux grandeurs étant maintenant déterminées, il est possible de passer à l'estimation de l'impédance thermique $Z_{th}(t)$.

2.2 Estimation de l'impédance thermique $Z_{th}(t)$

L'impédance thermique $Z_{th}(t)$ peut-être identifiée à partir de la relation (3) que nous rappelons :

$$\theta_p(t) = T_p(t) - T_\infty = \varphi_p(t) \otimes Z_{th}(t) = \int_{t'=0}^t Z_{th}(t-t') \varphi_p(t-t') dt' \quad (6)$$

Il s'agit ici d'aller identifier une fonction $Z_{th}(t)$ que l'on discrétise avec un pas constant en temps dt . On note Z_i la valeur de cette fonction à l'instant t_i . Les composantes de la température θ_{pi} et du flux φ_{pi} de paroi sont supposées connues (Cf. 2.1). En discrétisant par une méthode des rectangles le produit de convolution (6), on montre alors qu'il est possible de remonter aux composantes Z_i de l'impédance thermique par l'inversion du système linéaire suivant :

$$dt. \begin{bmatrix} \varphi_{p1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \varphi_{p2} & \varphi_{p1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \varphi_{p2} & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \dots & \ddots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \dots & \dots & \varphi_{p1} & 0 \\ \varphi_{pn} & \varphi_{p(n-1)} & \dots & \dots & \varphi_{p2} & \varphi_{p1} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} Z_1 \\ Z_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ Z_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \theta_{p1} \\ \theta_{p2} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \theta_{pn} \end{Bmatrix} \quad (7)$$

S'agissant d'un problème inverse, nous avons utilisé la méthode des temps futurs de Beck [4] pour régulariser l'inversion de ce système linéaire.

Le modèle d'impédance thermique est un modèle convolutif. Si on souhaite intégrer ensuite ce modèle dans un code numérique, il est alors nécessaire pour calculer la température de paroi à l'instant t_n ($T_p(t_n)$) de garder en mémoire le flux de paroi aux instants précédents, idéalement à tous les instants. C'est pourquoi, nous proposons d'utiliser un autre type de modèle pour représenter cette impédance thermique $Z_{th}(t)$: les modèles paramétriques de type ARX.

2.3 Modélisation de l'impédance thermique $Z_{th}(t)$ par un modèle paramétrique ARX

Les modèles paramétriques ARX [5] sont en fait une forme généralisée des modèles convolutifs. Leur structure est donnée par la relation suivante :

$$y(i) = - \sum_{j=1}^{na} a_j y(i-j) + \sum_{j=1}^{nb} b_j e(i-j-n_k) + \varepsilon(i) \quad (8)$$

La sortie du modèle $y(i)$ à un instant $t(i)$ est supposée comme étant une combinaison des sorties aux instant précédents $y(i-j)$ (termes dits autorégressifs) et des entrées aux instants précédents et actuel (termes régressifs) $e(i-j-n_k)$, et éventuellement du bruit à ce même instant $\varepsilon(i)$.

L'ordre d'un modèle ARX est défini à partir du nombre de termes que l'on retient pour la partie autorégressive (n_a), régressive (n_b) et le déphasage entre l'entrée et la sortie (n_k) du modèle.

Afin de bien identifier un modèle paramétrique capable de régénérer le signal de sortie, on procède à deux étapes, une première étape pour calibrer le modèle qui va consister à identifier les n_a coefficients a_j , les n_b coefficients b_j et des éventuels décalage n_k entre les données d'entrée et de sortie, et une deuxième étape pour valider le modèle en comparant la sortie du modèle identifiée en utilisant comme entrée un autre signal (de même amplitude mais de forme plus complexe) et la sortie simulée du système à ce même signal d'entrée.

Dans le cas particulier où $n_a = n_k = 0$, la relation (8) donne la forme discrétisée du produit de convolution (6). Dans notre cas, l'entrée représente le flux de paroi $\varphi_p(t)$ et la sortie la température de paroi $T_p(t)$. De façon plus générale, nous avons montré en [6] qu'il y a équivalence entre (6) et (8) et qu'il est donc possible de relier chaque valeur de l'impédance Z_i aux coefficients a_j et b_j du modèle ARX. En pratique, on constate que les termes autorégressifs présents dans (8) permettent de réduire considérablement le nombre de paramètres inconnus à identifier [6]. Concrètement, alors qu'il faut une centaine de point pour identifier l'impédance et calculer la température de paroi par un modèle convolutif, nous pouvons obtenir le même résultat avec un nombre de paramètres réduits (de l'ordre de dix) par un modèle paramétrique.

En pratique, cela nécessite pour calculer la température de paroi à l'instant t_n de stocker non seulement le flux de paroi aux instants précédents mais aussi la température. Cependant, il n'est pas nécessaire de stocker cette information sur des durées longues mais uniquement sur quelques instants précédents, ce qui permet de réduire fortement les besoins de stockage de l'information.

3. Résultats expérimentaux et validation

3.1 Identification de l'impédance thermique et validation

L'identification de l'impédance thermique est réalisée sur les données provenant d'un moule instrumenté (Figure 3). Du fait du changement brusque de la nature du contact thermique verre/moule, il est nécessaire d'identifier une impédance sur chacune des quatre phases de mise en forme en utilisant la température et le flux correspondants. Pour chacune des phases, le système n'étant initialement pas à l'équilibre, nous utilisons comme condition initiale la température et le flux final de la phase précédente comme indiqué dans les relations (4) et (5).

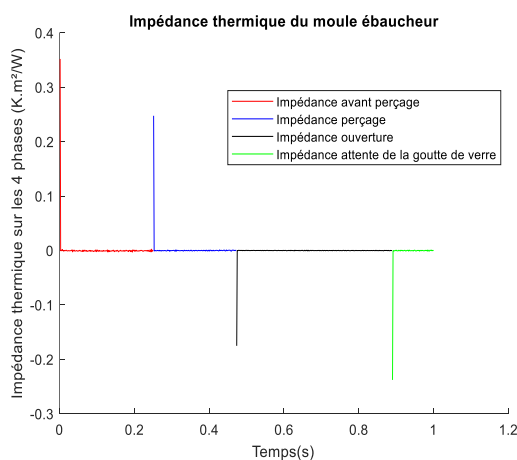


Figure 5 : Impédance thermique identifiée sur les 4 phases de fabrication du moule ébaucheur

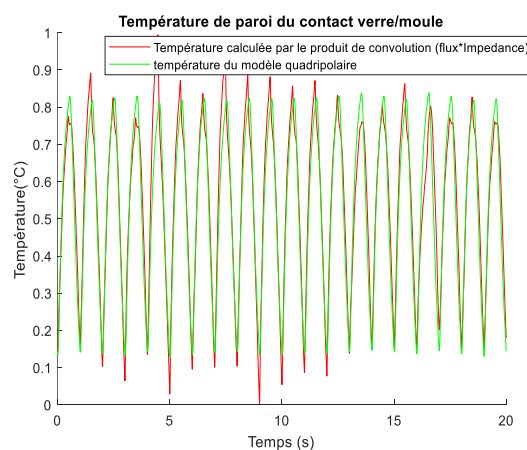


Figure 6 : Résultat d'utilisation de l'impédance pour déterminer la température de la paroi intérieure du moule

La Figure 5 montre l'allure des impédances identifiées à partir de (7) dans les 4 phases de fabrication du flacon dans le moule ébaucheur (l'estimation a été faite sur un cycle de fabrication). Ces impédances décroissent très rapidement dans le temps. Pour vérifier la pertinence des impédances ainsi identifiées, nous avons mis en place une simulation numérique 1D par éléments finis sous Matlab, en intégrant ces impédances dans la condition aux limites (3). Dans notre cas, l'hypothèse d'un transfert 1D local est justifiée car l'estimation de l'impédance a été faite à mi-hauteur d'un moule de forme cylindrique de grande extension. L'évolution de la température de paroi au cours du temps obtenue par cette simulation¹ est présentée sur la figure 6. On note que la température de paroi donnée par le code numérique et l'utilisation de l'impédance identifiée expérimentalement est proche de celle calculée par la relation quadripolaire (4) et les mesures expérimentales $T_1(t)$ et $T_2(t)$. Ce résultat montre que l'approche convolutive intégrant la notion d'impédance thermique est pertinente pour caractériser les transferts de chaleur au niveau du contact moule-verre. Elle permet de calculer de façon simple la température de paroi du moule lors de l'opération très rapide et fortement transitoire de remplissage et cela à n'importe quel instant.

3.2 Identification et validation du modèle paramétrique utilisé

Comme indiqué en 2.3, l'approche de type impédance nécessite de conserver en mémoire le flux de paroi aux instants précédents pour calculer la température de paroi par produit de convolution (3). Dans le cas de validation 1D précédent, cela est tout à fait possible. Néanmoins, il paraît difficile d'étendre cette approche à des modèles 2D et 3D qui nécessiteraient de stocker le profil du flux de la paroi interne du moule sur de nombreux pas de temps. C'est pourquoi, nous nous sommes intéressés à une modélisation de cette impédance via un modèle paramétrique de type ARX. A partir des données expérimentales de température $T_p(t)$ et de flux $\varphi_p(t)$, nous avons cherché à identifier un modèle paramétrique ARX le plus petit possible (i.e nombre de paramètres a_j et b_j réduits) qui nous permettra d'ajuster au mieux ces données. Comme pour l'impédance, quatre modèles paramétriques ARX sont identifiés sur les quatre phases de remplissage du moule ébaucheur.

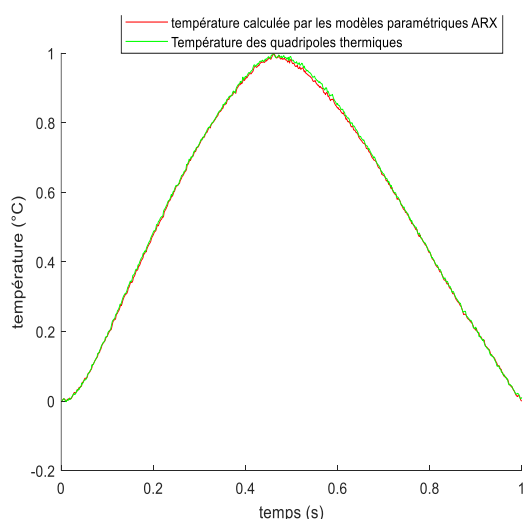


Figure 7 : Comparaison entre la température reconstruite à partir du modèle paramétrique ARX et la température de paroi expérimentale

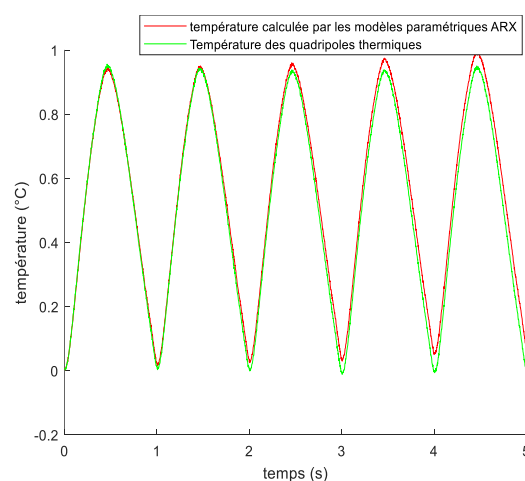


Figure 8 : Comparaison de la température reconstruite à partir du modèle ARX et la température expérimentale sur une continuité de cycles

¹ NB : Les résultats donnés : positions de thermocouples, valeurs de l'impédance, températures et temps sont donnés en grandeurs arbitraires car les données réelles sont classées confidentielles par le groupe POCHET.

Le modèle le plus pertinent que nous avons identifié est un modèle où $[n_a = 6 - n_b = 5 - n_k = 0]$. On note ce modèle [6-5-0]. Même avec ce nombre réduits de paramètres, la qualité d'ajustement des courbes est satisfaisante comme on peut le voir sur les figures 7 et 8. Cela signifie que contrairement à un modèle convolutif qui nécessite de sauvegarder en mémoire plus d'une centaine de points, seule la sauvegarde des données sur les 6 pas de temps précédents suffisent (NB : dans un modèle paramétrique, il faut sauvegarder non seulement le flux mais aussi la température de paroi). Nous avons réussi à retrouver la température de paroi du moule expérimentale en utilisant un modèle paramétrique composé de quatre sous modèles ARX réduits correspondants aux quatre phases du remplissage du moule ébaucheur. Ce modèle paramétrique qui est équivalent à la notion impédance thermique [6] est pertinent pour modéliser les transferts thermiques entre le moule ébaucheur et la pâte de verre. Il permet de le faire en minimisant les informations à stocker en mémoire au niveau de la paroi. Ce résultat est très important si on souhaite utiliser ce type d'approche pour modéliser les échanges de chaleur au niveau de la paroi du moule et permettre de réaliser des simulations 3D prédictives des moules verriers au cours de la production sur machine.

3.3 Simulation 3D lors du remplissage des moules ébaucheurs

Pour démontrer la faisabilité d'une telle approche, nous avons cherché à simuler les transferts de chaleur 3D instationnaires dans un moule ébaucheur. Nous avons utilisé pour cela le code numérique par éléments finis COMSOL Multiphysics. Les impédances thermiques modélisées par des modèles paramétriques ARX de type [6-5-0] ont été implémentées sous COMSOL via Matlab (COMSOL sous Matlab). Le modèle paramétrique ARX (8) permet d'imposer la température de paroi (condition de Dirichlet) à l'instant $(n + 1)$ à partir des températures de parois aux 6 instants précédents et des flux aux 5 instants précédents.

Sur les figures 9 et 10, nous avons donné le champ de température dans la paroi du moule 3D et le profil de température à mi-hauteur du moule à un instant donné. Les résultats obtenus sont tout à fait cohérents avec les observations expérimentales et montrent la faisabilité quant à l'intégration dans des codes commerciaux de ce type de modèles comme condition aux limites.

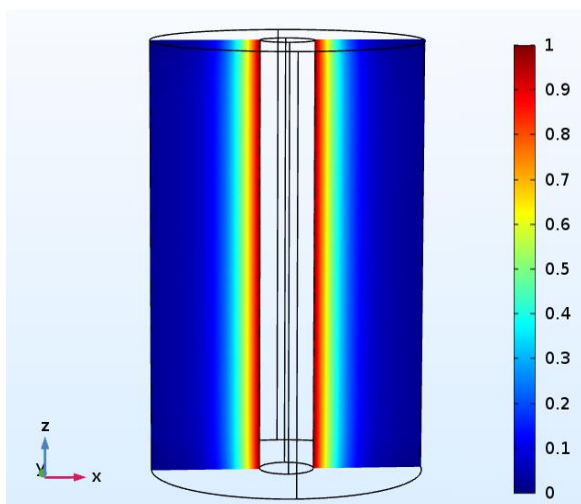


Figure 09 : *Champ de température dans la paroi du moule à un instant donné*

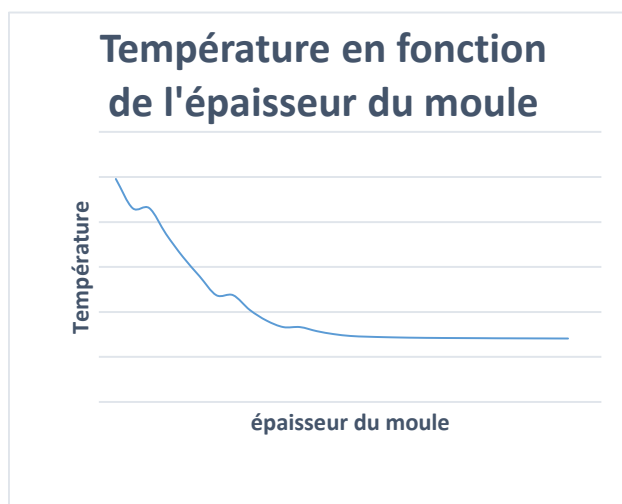


Figure 10 : *Profil de température dans la paroi du moule à un instant donné*

4. Conclusion

Dans ce travail, nous avons proposé un modèle pour modéliser les transferts de chaleur pariétaux moule-verre lors de la phase fortement instationnaire de remplissage de moule. Deux approches ont été proposées : une première approche convolutive qui se base sur l'utilisation d'une impédance thermique et une deuxième approche qui repose sur l'utilisation de modèles paramétrique de type ARX. Cette seconde méthode n'est en fait qu'une représentation alternative de la notion d'impédance thermique. Les deux approches donnent des résultats satisfaisants mais nous avons montré que l'approche paramétrique permettait de réduire considérablement les données à sauvegarder entre chaque pas de temps et permettre ainsi l'utilisation de ce type de modèles sur des géométries complexes 3D. Contrairement à la notion de coefficient d'échange variable en temps, l'intérêt de cette approche est que l'impédance thermique représentée par un modèle convolutif ou paramétrique est indépendante des conditions limites thermiques du système. Elle permet donc d'être utilisées dans des conditions différentes de celles utilisées pour son identification et ainsi d'avoir des modèles numériques plus prédictifs. Grâce à cette approche, nous avons réussi à réaliser une simulation thermique 3D « réaliste » qui nous permet d'avoir des informations sur la thermique des moules verriers lors de la mise en forme du verre. Nos résultats de simulation thermique 3D sont satisfaisants mais devront être consolidés par une campagne de mesure expérimentale étendue (prévue en 2019). Il nous reste également à tester ce type de modèles sur les moules finisseurs et à évaluer leur qualité de prédiction. Enfin, une meilleure compréhension des transferts de chaleur dans les moules devrait nous permettre d'approfondir notre connaissance sur le procédé de fabrication des flacons et améliorer ainsi la qualité de la production qui est un paramètre particulièrement important pour la fabrication de flacons haut de gamme.

Références

- [1] Remy,B., and Degiovanni,A., "Alternative and revealing representation to heat transfer coefficient for modeling the heat transfer between a fluid and a non-isothermal wall in transient regime " Proceeding of the International Heat Transfer Conference, IHTC14-23019,737-742 (2010)
- [2] Lazard,M, and Remy,B, "Heat flux and temperature estimation during cutting process through regularization technique", 5th European Thermal-Sciences Conference. Eindhoven, The Netherlands (2008)
- [3] Maillet, D et al. , "Thermal Quadrupoles : Solving the Heat Equation through Integral Transform, John Willey and Sons, New York (2000).
- [4] J.V. Beck, B. Blackwell and C.R. St-Clair Jr., Inverse heat conduction –Ill-posed problems, John Wiley and Sons, New York (1985).
- [5] Ljung and Lennart, System Identification: theory for the user, Prentice-Hall information and system sciences series (1987).
- [6] T Loussouarn, D Maillet, B Remy, D Dan, "Model reduction for experimental thermal Characterization of a holding furnace", Heat and Mass Transfer 54 (8), 2443-2452 (2018).

Etude paramétrique du procédé SLM sur des alliages d'aluminium: influence sur la densité de la pièce finale

Emilie LE GUEN^{1*}, Cassiopée GALY¹, Corinne ARVIEU¹, Eric LACOSTE¹

¹I2M - Université de Bordeaux, 15 rue Naudet - CS 10207, GRADIGNAN, 33175, France

* (auteur correspondant : emilie.le-guen@u-bordeaux.fr)

Résumé - Une étude du procédé SLM (Selective Laser Melting) sur des alliages d'aluminium est en cours de réalisation. En effet, même si le procédé est maintenant mature pour des applications sur des matériaux tels que l'acier ou encore les alliages Chrome-Nickel, les alliages d'aluminiums sont des candidats potentiels pour les applications aéronautiques. Nous avons réalisé une étude paramétrique sur l'alliage AlSi7Mg0.6. Ce document présentera notre première étape qui consistait à étudier l'influence de la paramétrie sur les densités des pièces obtenues.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

Ψ	densité d'énergie, J.mm ⁻³
d	distance inter-cordon, mm
e	épaisseur de couche de poudre déposée, mm
P	puissance du laser, W
v	vitesse de balayage, mm.s ⁻¹

1. Introduction

De nos jours, l'utilisation du procédé SLM se développe, notamment pour la fabrication de pièces métalliques, en particulier pour la production de pièces en alliage de titane, en alliage base de nickel ou en acier. Plus récemment, ce procédé a été étudié pour la production de pièces en alliage d'aluminium. L'aluminium et ses alliages sont des candidats potentiels pour le développement de cette technologie. Sa faible densité, associée à une optimisation topologique offre la possibilité de réduire le poids des structures, qui constitue un axe de développement central pour les industries automobile et aérospatiale. Les propriétés des pièces finales sont difficiles à prévoir en raison des défauts générés lors de la fabrication (porosité, fissuration à chaud, état de surface, etc.). De nombreux facteurs peuvent entraîner des fluctuations du cycle thermique subit par la pièce (éléments paramétriques, environnement de la machine, état de la matière première, etc.) et donc influencer l'état du matériau réalisé par SLM.

Une étude bibliographique consacrée au procédé SLM a été réalisée sur les alliages d'aluminium [1]. Les causes d'apparition de certains défauts et leurs conséquences montrent que les caractéristiques des pièces produites sont affectées par un très grand nombre de paramètres opératoires. Les paramètres du procédé appartiennent à différentes catégories tels que la qualité de la poudre, le laser en passant par l'environnement de la machine (flux de gaz, mouvement de racleur, etc.).

L'un des défis des industriels consiste à trouver les conditions de fonctionnement optimales permettant au processus SLM de produire des pièces en alliage d'aluminium à haute résistance mécanique. Il est essentiel de connaître et de comprendre tous les facteurs qui affectent les propriétés finales des pièces produites. Sur les 50 paramètres énumérés, une douzaine seulement sont considérés comme contrôlables, c'est-à-dire directement modifiables au cours

du procédé [2]. Compte tenu du très grand nombre de paramètres et des études précédentes, nous nous sommes concentrés sur les paramètres du laser et du balayage: la puissance du laser P (W), la vitesse de balayage v (mm / s), la distance inter-cordon h (mm) et l'épaisseur de couche de poudre déposée d (mm). Ces 4 paramètres définissent la densité d'énergie Ψ , selon l'équation [3,4]:

$$\psi = \frac{P}{v \cdot h \cdot d} \quad (1)$$

Au cours de cette étude, de nombreuses questions sont apparues lors du choix des techniques de caractérisation de la poudre et du matériau final. En effet, les outils actuellement utilisés dans la fabrication additive sont ceux utilisés dans le cadre des procédés plus conventionnels (usinage, soudage...), néanmoins ces outils ou leur paramétrage semblent difficilement transposables pour les procédés de fabrication additive de type SLM. L'objectif de cette étude est de définir les paramètres optimaux à appliquer sur la machine SLM 280 HL pour l'élaboration de matériaux à partir de poudres d'alliage AlSi7Mg0.6. Pour ce faire, deux plans expérimentaux ont été conduits, basés sur le principe d'une variation paramétrique définie autour de la densité d'énergie. Par la suite, il serait intéressant de réaliser un plan d'expérience afin de mieux évaluer les effets de facteur de chaque paramètre. Dans ce document, nous présenterons l'étude de l'influence des paramètres sur la densité relative des échantillons.

2. Dispositif expérimental

Une machine SLM 280 HL (SLM Solutions Group SA) a été utilisée pour ce travail. Le principe de fonctionnement des machines SLM Solutions est illustré sur la figure 1. Cette machine utilise un laser IPG fibré monomode de 400 Watts avec une longueur d'onde de 1070 nm. Le diamètre du point focalisé est de 80 μm . La poudre est alimentée par un réservoir situé au-dessus de la zone de construction. La distribution de la poudre sur le plateau est déposée par gravité puis étalée grâce au mouvement d'un racleur.

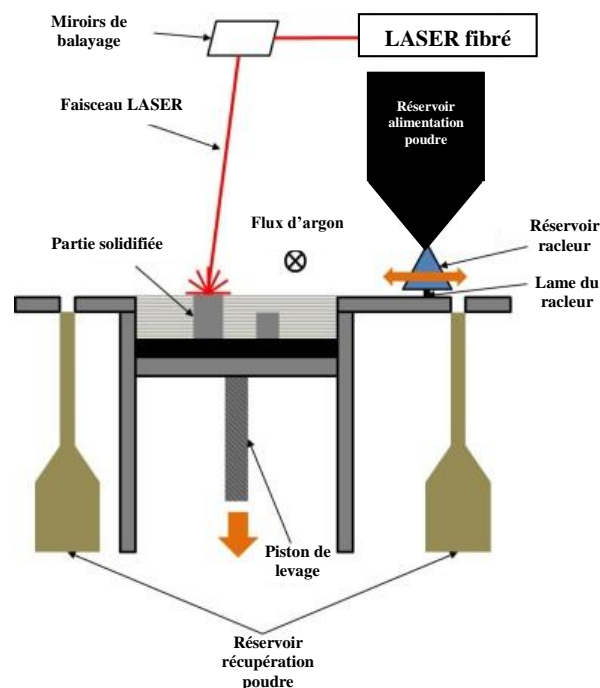


Figure 1 : SLM 280HL processing

Les pièces ont été construites sous un flux d'argon comme atmosphère protectrice. La quantité d'oxygène était inférieure à 500 ppm. Un plateau de support d'alliage AlMg4,5Mn (280x280 mm) a été utilisé. Il était chauffé à 150 °C durant la construction. La poudre utilisée pour cette étude est de l'AlSi7Mg0,6 obtenue par atomisation gazeuse, de morphologie sphérique et d'une granulométrie de 20 à 63 μm ($d_{10} = 22,94 \mu\text{m}$, $d_{50} = 39,12 \mu\text{m}$, $d_{90} = 62,29 \mu\text{m}$). Sa composition est décrite dans le tableau 1. Des échantillons cubiques de 15x15x15 mm ont été construits.

Al	Cu	Fe	Mg	Mn	Si	Ti	Zn	Autres Total
Bal.	<0,01	0,14	0,65	<0,005	7,2	<0,005	<0,002	<0,10

Tableau 1 : *Éléments de composition des poudres d'alliage d'Al Si7 Mg 0,6 (% de masse), fourni par SLM Solutions*

Une première étude a montré l'influence du positionnement des échantillons sur la plaque [5]. Cela nous a permis de placer les échantillons de manière stratégique sur le plateau. Deux plateaux ont été réalisés sur le principe de variation paramétrique. Les variables sont la puissance laser P, la vitesse de balayage du laser v et la distance inter-cordon h. Pour une épaisseur de couche de poudre de 50 μm , les valeurs de référence de ces variables ont été données par SLM Solutions et sont respectivement de 350 W, 1150 mm.s^{-1} et 0,17mm. Pour le premier plateau, la densité d'énergie est variable et pour le second, elle est restée constante (tableau 2). La stratégie de balayage du laser est réalisée avec un décalage angulaire de 63 degrés entre chaque couche.

	Plateau 1	Plateau 2
Nombre d'échantillon	28	21
P (W)	175 → 398	175 → 385
v (mm.s^{-1})	175 → 2875	288 → 2013
h (mm)	0,068 → 0,272	0,085 → 0,680
e (mm)	0,05	0,05
ψ (J.mm^{-3})	14,32 → 235,3	constant à 35,81

Tableau 2 : *Variation des différents paramètres opératoires*

3. Méthode de caractérisation de la densité relative

La densité relative des échantillons est déterminée par la méthode d'Archimède, qui consiste en la réalisation d'une double pesée d'un même échantillon, dans deux fluides distincts. Dans notre cas, le fluide de référence est l'air, le second fluide est l'éthanol à 95%. La masse volumique de l'air étant considérée comme négligeable, on détermine celle de l'échantillon $\rho_{\text{échantillon}}$ suivant la relation (2), où m_{air} est la masse de l'échantillon pesé dans l'air, m_f est la masse de l'échantillon immergé dans l'éthanol et ρ_f est la masse volumique de l'éthanol. La masse volumique de l'éthanol étant fortement dépendante de la température, un suivi thermique est assuré tout au long de la manipulation pour le calcul de $\rho_{\text{échantillon}}$.

$$\rho_{\text{échantillon}} = \rho_f * \frac{m_{\text{air}}}{(m_{\text{air}} - m_f)} \quad (2)$$

La densité relative de l'échantillon D_{relative} est le rapport de la masse volumique déterminée $\rho_{\text{échantillon}}$ et celle théorique $\rho_{\text{théorique}}$ de l'alliage étudié.

$$D_{\text{relative}} (\%) = \frac{\rho_{\text{échantillon}}}{\rho_{\text{théorique}}} * 100 \quad (3)$$

Les mesures sont répétées à trois reprises sur l'ensemble des échantillons testés. L'erreur de mesure est évaluée à plus ou moins 0,15 %.

4. Résultats et discussion

Pour l'analyse de ces résultats, le raisonnement est effectué sur une seule couche. La refusion de plusieurs couches n'est pas prise en compte. Pour une densité d'énergie variable Ψ , la densité relative augmente avec la puissance pour une vitesse de balayage constante et une distance de hachure constante (figure 2). Les densités relatives diminuent lorsque les distances inter-cordon augmentent, car le taux de recouvrement de 2 lignes de fusion diminue (figure 3). La figure 4 représente l'évolution de la densité relative en fonction de la vitesse de balayage à puissance constante et à distance d'éclosion constante. Dans une première phase, la densité relative augmente lorsque la densité d'énergie diminue en raison d'une augmentation de la vitesse de balayage. Ensuite, les densités des échantillons diminuent lorsque la densité d'énergie est trop basse en raison d'une vitesse de balayage plus élevée.

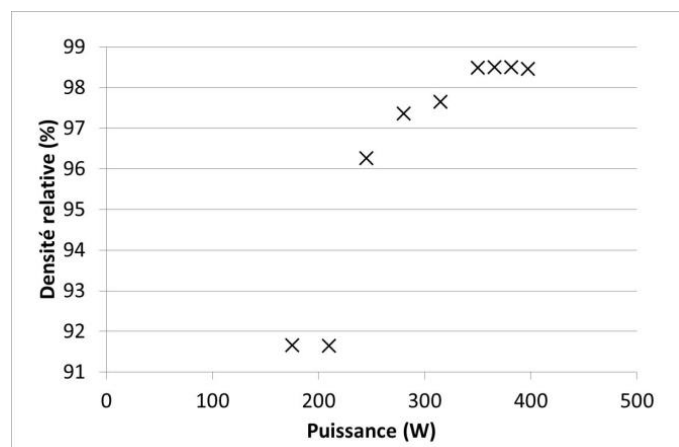


Figure 2: Variation de la densité en fonction de la puissance pour une vitesse de balayage et une distance inter-cordon constantes

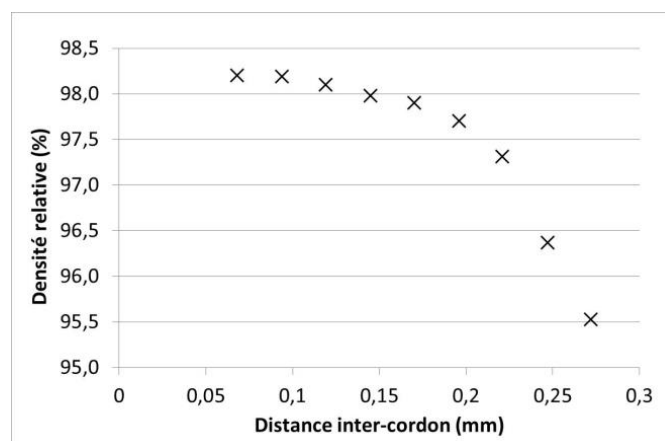


Figure 3: Variation de la densité en fonction de la distance inter-cordon pour une vitesse de balayage et une puissance constantes

La densité d'énergie de tous les échantillons montre un optimum autour de 35 J/mm^3 (figure 5). Autour de cette valeur, les variations de puissance et de vitesse de balayage offrent une grande flexibilité pour le choix des paramètres opératoires de la machine de production. Il est encore difficile d'identifier une seule valeur du paramètre de densité d'énergie lorsque de nombreux paramètres varient et de définir un paramètre plus décisif qu'un autre, comme on le verra plus loin. Mais une plage de variation des paramètres assez large est utilisable pour l'obtention de bonnes densités comparativement à d'autres alliages d'aluminium en cours d'étude tel que les nuances AlCu. Ainsi, pour la réalisation de pièce dans cette nuance, la répétabilité est très correcte.

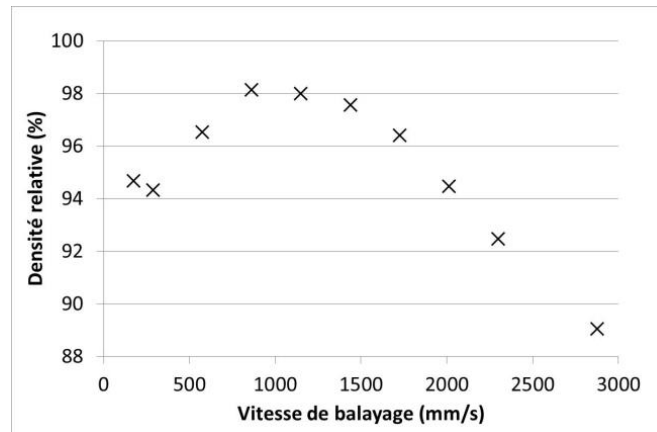


Figure 4: Variation de la densité en fonction de la vitesse de balayage pour une puissance et une distance inter cordon constantes

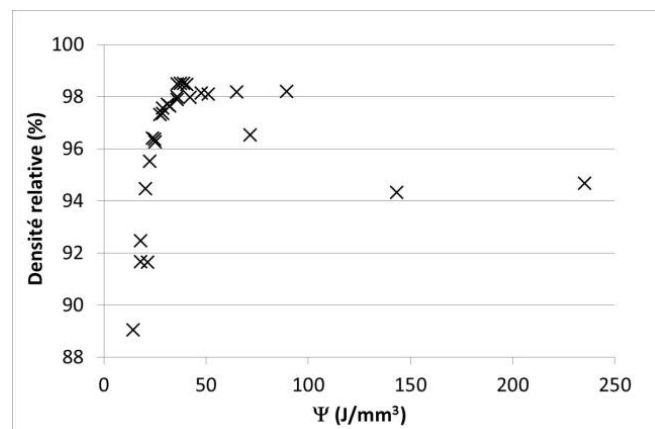


Figure 5: Variation de la densité en fonction de la densité d'énergie

Pour les échantillons suivants, la densité d'énergie est constante à la valeur de 35 J/mm^3 . Sur la figure 6, les points représentent l'influence sur la densité relative lors d'une augmentation de la vitesse de balayage avec une distance inter-cordon constante et une puissance variable. À mesure que la puissance et la vitesse de balayage augmentent, les densités augmentent. Ici, la densité d'énergie est constante, seule la distribution surfacique de l'énergie est différente. Compte tenu des résultats précédents, la densité augmente avec la puissance (figure 2) et un optimum apparaît pour une certaine valeur de vitesse de balayage (figure 4). Ainsi, cette distribution semble générer des énergies surfaciques plus importantes qui entraîneraient une augmentation de largeurs de bain de fusion. Cette augmentation induit un gradient de température plus important. Cette augmentation du gradient de température entraîne des tensions superficielles plus importantes, ce qui modifie considérablement l'hydrodynamique du bain de fusion. Les mouvements de convection augmentent donc et permettent un meilleur mélange du bain. Le dégazage et l'homogénéisation du bain sont donc

améliorés. Le piégeage du gaz est moins important. Ainsi, le taux de porosité diminue et les densités sont d'autant meilleures.

Sur la figure 6, les croix représentent l'influence sur la densité d'une augmentation de la vitesse de balayage avec une distance inter-cordon variable et une puissance constante. Au départ, la vitesse de balayage est faible mais la distance inter-cordon est grande, le taux de recouvrement entre 2 lignes de fusion est trop faible. Ensuite, la vitesse augmente et la distance inter-cordon diminue, le taux de recouvrement entre les lignes de fusion s'améliore. Néanmoins, si la vitesse de balayage continue d'augmenter et que la distance inter-cordon diminue, les lignes de fusion se rapprochent, mais les densités relatives diminuent: les largeurs des bains de fusion doivent être trop petites par rapport aux vitesses élevées.

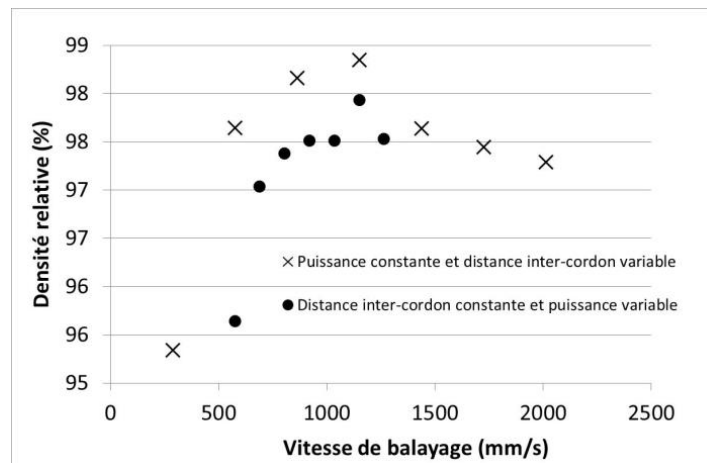


Figure 6: Variation de la densité en fonction de la vitesse de balayage avec une densité d'énergie constante

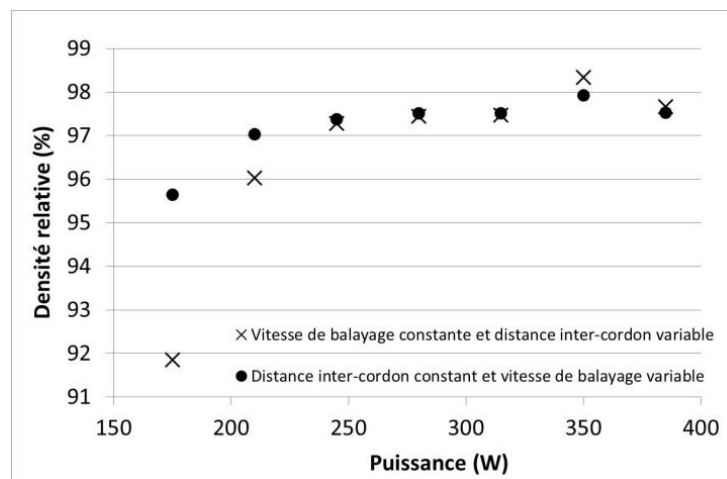


Figure 7: Variation de la densité en fonction de la puissance avec une densité d'énergie constante

Sur la figure 7, les croix représentent l'influence sur la densité d'une augmentation de puissance pour une vitesse de balayage constante et une distance inter-cordon variable. La puissance augmente avec la distance inter-cordon. Tout d'abord, le taux de recouvrement semble légèrement augmenté, puis il se stabilise. Il est plus difficile d'interpréter la puissance maximale étant limitée à 400W, mais il semble que plus le bain de fusion est grand, plus la densité est élevée jusqu'à ce que le taux de recouvrement devienne trop faible. La deuxième courbe de la figure 7 (avec les points) montre que, lorsque la puissance et la vitesse de balayage augmentent avec une distance inter-cordon constante, le taux de

recouvrement augmente et la largeur du bain de fusion augmente jusqu'à une puissance proche de 280 W. Ensuite, la densité relative semble se stabiliser.

5. Conclusion et perspectives

L'hypothèse initiale étant que nous ne regardions qu'une couche, nous supposons que si le régime de fusion est correct pour une couche, même en cas de refonte de la couche suivante, le dégazage ne peut qu'être meilleur et améliorer encore les densités. L'étude avec une densité d'énergie constante a permis de constater que, pour différentes paramétries, la distribution de l'énergie est différente, mais le taux de recouvrement des lignes de fusion ne doit pas être négligé. La productivité pourrait être augmentée avec une puissance laser plus importante, en espérant que le régime hydrodynamique de la matière en fusion reste stable. L'hydrodynamique du bain de fusion semble être très importante pour obtenir le meilleur mélange et donc la meilleure densité. Une étude de largeur de bain de fusion sur des monocordons est en cours d'analyse et une corrélation avec ces résultats sera faite.

Références

- [1] C. Galy, E. Le Guen, E. Lacoste, C. Arvieu, Main defects observed in aluminum alloy parts produced by SLM: From causes to consequences, *Additive Manufacturing*, Vol. 22, May 2018, pp. 165-175.
- [2] T.G. Spears, S.A. Gold (2016) In-process sensing in selective laser melting (SLM) additive manufacturing, *Integrating Materials and Manufacturing Innovation*, Vol. 5, pp. 1–25.
- [3] A. Simchi, H. Pohl (2003) Effect of laser sintering processing parameters on the microstructure and densification of iron powder, *Materials and Engineering A*, Vol. 359, pp.119-128.
- [4] N. Read, W. Wang, K. Essa, M.M Attalah (2015) Selective Laser Melting of AlSi10Mg alloy: Process optimisation and mechanical properties development, *Materials and Design*, Vol. 65, pp. 417-424.
- [5] C. Galy, E. Le Guen, C. Arvieu, E. Lacoste, Study of the influence of the position on the big manufacturing substrate of the Aluminium parts proceeded by SLM, *ICWAM (International Congress on Welding Additive Manufacturing) Conference 2017*, Metz, 17-19 Mai 2017
- [6] ASM specialty handbook, "Aluminium and aluminium alloys", 6th printing pp. 720, 2007
- [7] A. Townsend, N. Senin, L. Blunt, R.K. Leach, J.S. Taylor Surface texture metrology for metal additive manufacturing: a review, *Precision Engineering*, Vol. 46, pp.36-47.

Remerciements

Ce travail a été mené dans le cadre du projet de recherche FUTURPROD en collaboration avec la région Nouvelle-Aquitaine (France), Ariane Group, Stelia Aerospace, AGB et PolyShape

Capteurs de flux thermique non intrusifs pour procédés composites haute température et temps de cycle très courts.

Violaine LE LOUËT¹, Steven LE CORRE², Nicolas BOYARD², Yvon JARNY², Didier DELAUNAY^{2*}

¹Capacités, 26 Boulevard Vincent Gâche, 44200 Nantes

²Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes UMR CNRS 6607 Polytech'Nantes, 3 rue Christian Pauc, 44306 Nantes cedex 03

*(auteur correspondant : didier.delaunay@univ-nantes.fr)

Résumé

Cet article présente les mesures de flux obtenues en surface d'un outillage de dépose de bande constituées de fibres de carbone imprégnées de thermoplastique semi-cristallin haute performance qui a nécessité le développement de capteurs de flux résistant à des températures de 400°C, avec un temps de réponse permettant d'analyser des réponses dans des temps de cycle inférieurs à 500ms.

Nomenclature

C_p	Chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	ϕ	densité de flux, $W.m^{-2}$
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
K	coefficient de sensibilité	<i>Indices et exposants</i>	
T	température, K	a	bâti en acier
<i>Symboles grecs</i>			

1. Introduction

La mesure des flux de chaleur dans les outillages de mise en forme des composites constitue de plus en plus une nécessité relayée par le secteur industriel. En effet, l'industrie du futur, automatisée et connectée exige des données susceptibles d'apporter une information sur la qualité des produits, le fonctionnement des outillages (détection de pièces sortant de la consigne par exemple). De plus le pilotage en espace et en temps des températures de pièces au cours d'un cycle impose de connaître les flux extraits à l'interface entre les pièces et les outillages. La mesure de flux dans les outillages de plasturgie a débuté à la fin du 20^{ème} siècle et au début du 21^{ème}, voir par exemple les publications ([1]-[6]), mais souvent les capteurs étaient intrusifs, et constituaient uniquement des détecteurs d'évènement. Par ailleurs, les conditions de fonctionnement deviennent de plus en plus sévères : niveaux de température atteignant 400°C pour les polymères techniques comme le PEEK ou le PEKK, et surtout les temps de cycle sont de plus en plus courts : 0.5 secondes pour l'injection de certaines pièces minces ou dans des procédés en continu comme la dépose de bande.

C'est dans ce contexte que se situe cet article qui présente les mesures de flux obtenues dans le cadre de la thèse de V. Le Louët [7] en surface d'un outillage de dépose de bande constituées de fibres de carbone imprégnées de thermoplastique semi-cristallin haute performance qui a nécessité le développement de capteurs de flux résistant à des températures de 400°C, avec un temps de réponse permettant d'analyser des réponses dans des temps de cycle inférieurs à 500ms.

2. Principe de la mesure et dispositif expérimental

Un pli de composite est maintenu sur un support métallique et est chauffé pendant un temps t_{ch} par une diode laser infrarouge de longueur d'onde 980 nm. avec une puissance P (Figure1). Le dispositif expérimental est dimensionné pour reproduire les conditions aux limites vues par le matériau dans le procédé de dépose. Ainsi, les temps de chauffage du pli sont courts (quelques dizaines de millisecondes) et les vitesses de chauffage en surface comparables à celle du procédé (de 10000 K/s environ).

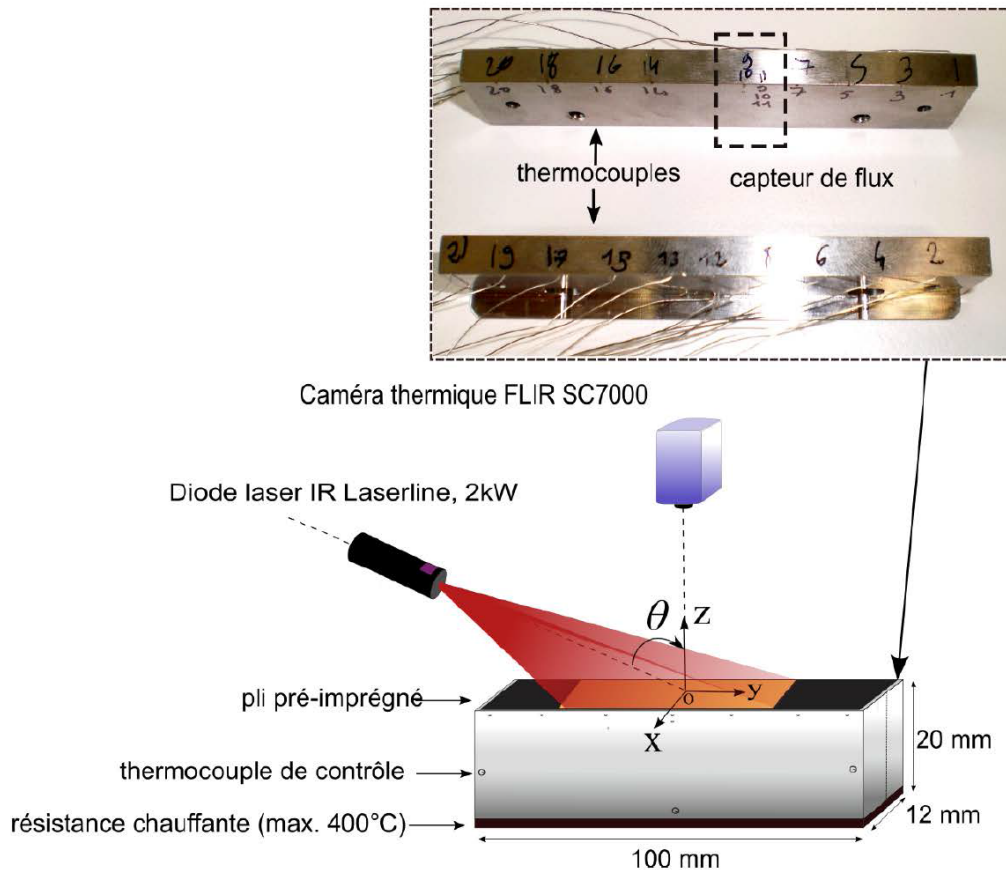


Figure 1 : *dispositif expérimental*

Le but des essais est de mesurer l'élévation de température de surface engendrée par l'absorption d'une quantité de flux donnée, dépendant de l'angle d'incidence θ du laser. Dans des conditions contrôlées, sans réflexions parasites, la température de surface et le flux absorbé sont reliés directement aux propriétés radiatives, à la topographie et à l'agencement microstructural des fibres de carbone de la face chauffée. La caméra infrarouge sert à mesurer la température de surface du pli, qui est utilisée avec le flux à l'interface pli/métal comme conditions à la limite pour estimer la résistance de contact en utilisant la méthode décrite dans [1] et [2]. Cet aspect sort du cadre de cet article, qui concerne uniquement le flux à l'interface pli/outillage métallique. Elle sert également à mesurer la température de surface du métal recouvert de peinture à émissivité bien contrôlée lors de la procédure d'étalonnage de la diode [7]. Le flux absorbé est transmis par conduction dans l'épaisseur du pli, puis au niveau de l'interface avec le bâti métallique. L'amplitude et les temps caractéristiques de la transmission du flux au niveau de l'interface sont alors mesurés (ou identifiés). Le système a été développé

afin que les transferts soient unidimensionnels dans l'épaisseur d'un pli. Il est composé de deux bâtis rectangulaires identiques en acier inoxydable de type Z35CD17 (selon la norme AFNOR), de dimensions 100 mm * 20 mm * 6 mm, assemblés selon leur plan latéral (O,y,z). Les lignes de flux ne sont de cette façon pas modifiées par l'assemblage.

Dans chacun des deux bâtis, respectivement 11 et 10 canaux débouchants de diamètre 300 μm ont été percés à 250 μm de la surface (Figure 2). A l'intérieur, des thermocouples chemisés de type K et de diamètre 250 μm , fournis par la société Thermocoax, sont insérés et soudés sur la face au fond de l'embouchure. Comme le montre la figure 2, la position des canaux latéraux est décalée de 2.5 mm par rapport à l'axe central. Sur ce dernier se trouve un capteur de flux 1D composé du premier thermocouple à 250 μm et deux thermocouples coaxiaux additionnels à 1.25 et 3.25 mm, positionnés de la même manière. Enfin des thermocouples de contrôle de diamètre 1 mm mesurent la température sur les faces latérales et inférieures.

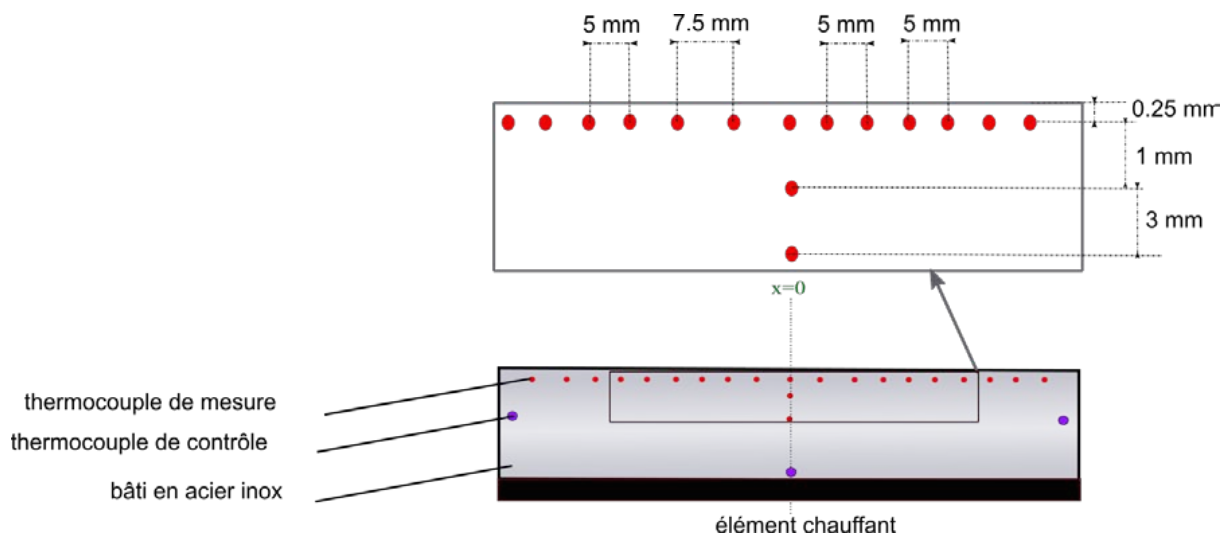
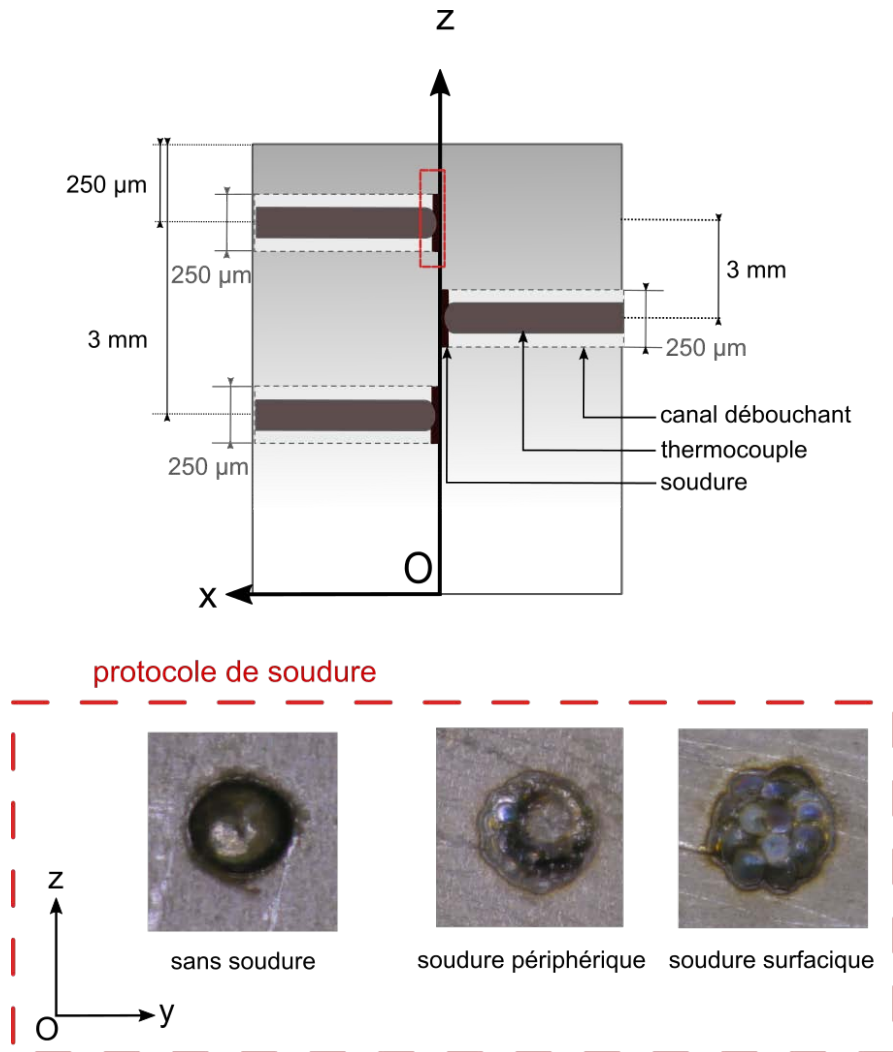


Figure 2 : Implantation des thermocouples dans le plan O,y,z

Le challenge principal de l'instrumentation des thermocouples est à la fois de minimiser la perturbation des lignes de flux du fait de leur présence, ainsi que leur temps de réponse. De ce fait, les thermocouples sélectionnés sont formés d'un fil d'alumel et un fil de chromel entourés d'une gaine en Inconel et soudés à leur extrémité sur la paroi de la gaine. Une poudre isolante de magnésie isole les deux fils. L'extrémité de la gaine des thermocouples, de diamètre estimé à 50 μm , est soudée sur le bâti métallique, augmentant ainsi leur sensibilité au flux thermique. L'intrusivité des thermocouples est quant à elle réduite grâce au protocole de soudure. La Figure 3 montre un schéma en coupe dans le plan (O,x,z) du capteur de flux central ainsi qu'un agrandissement dans le plan (O,y,z) des trois étapes de soudure. Le thermocouple est inséré dans le canal jusqu'à ce que la gaine en affleure l'extrémité. Puis, à l'aide d'une micro-soudeuse laser, une première soudure périphérique de la gaine en Inconel, dont les propriétés thermiques sont proches de celles de l'acier inoxydable du bâti, est réalisée avec un faisceau de 0.2 mm de diamètre. Le diamètre du faisceau de la micro-soudeuse est ensuite augmenté à 1.39 mm afin d'homogénéiser et lisser la soudure en surface. Les 24 thermocouples sont reliés à une boîte calorifugée dont la température de référence est mesurée à l'aide d'une sonde de platine PT 100. Chaque sortie est envoyée vers un amplificateur alimenté en 230V qui applique un gain sélectionnable entre 1 et 1000. Enfin les sorties sont envoyées vers une carte d'acquisition National Instrument de fréquence 100 kHz.


 Figure 3 : *Protocole de soudure des thermocouples*

3. Mesure du flux thermique à partir des thermocouples

Le capteur de flux central est composé de trois thermocouples que nous désignerons par TC1, TC2, et TC3, positionnés le long de l'axe (O,z) à $250 \mu\text{m}$, 1.25 mm et 3.25 mm de la surface, respectivement (voir Figure 2). Lorsque le capteur est traversé par un flux thermique unidimensionnel $\varphi(t)$, qu'il est parfaitement non intrusif et que son temps de réponse est négligeable, le problème thermique le long de l'axe (O,z) s'écrit :

$$\begin{cases}
 \rho_a c_{p,a} \frac{\partial T}{\partial t} = k_a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \forall z, \forall t \\
 -k_a \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \varphi(t), \forall t \\
 T(t=0) = T_0, \forall z \\
 T(z = z_{TC3}) = Y_3(t), \forall t
 \end{cases} \quad (1)$$

Dans ce système d'équations, Z_{TC3} est la position du troisième thermocouple, $Y_3(t)$ la mesure de température expérimentale associée, T_0 la température initiale du système, et ρ_a , $C_{p,a}$ et k_a les propriétés thermiques du bâti en acier. A partir des mesures $Y_1(t)$ et $Y_2(t)$ des thermocouples TC₁ et TC₂, le flux $\varphi(t)$ en surface du bâti peut être estimée par méthode inverse avec l'algorithme séquentiel de Beck qui est un grand classique des méthodes inverse en thermique, décrit dans [8], pourvu que les conditions d'utilisation, notamment des thermocouples parfaitement non-intrusifs soit valides. Il consiste très schématiquement à minimiser l'écart quadratique entre les températures calculées et mesurées dans la profondeur du massif aux positions des thermocouples dans une zone proche de la paroi, en utilisant comme condition à la limite les flux estimés pour n_{dt} pas de temps « futurs », succédant au temps courant n et les précédents pour lesquels le flux est connu. Le lecteur pourra trouver dans la référence [7] sa description détaillée. L'utilisation de la méthode séquentielle sur laquelle repose l'algorithme permet de s'affranchir d'hypothèses sur l'évolution temporelle du flux. Des évolutions temporelles complexes peuvent être approchées par cette méthode, moyennant un nombre de pas de temps futurs n_{dt} suffisamment petit, mais pas trop grand pour ne pas biaiser l'estimation [8]. En revanche, pour les pas de temps courts, la méthode est très sensible au bruit de mesure. Le choix de la valeur de n_{dt} découle donc d'un compromis entre le biais et la stabilité de la résolution, qui dépend de chaque cas étudié.

4. Temps de réponse des thermocouples

Malgré les précautions mises en place pour minimiser le temps de réponse des thermocouples, la continuité thermique entre la gaine et le bâti n'est pas parfaite et les thermocouples n'ont pas une capacité thermique nulle. On peut donc craindre un retard sur la réponse du thermocouple. Le temps de réponse a été déterminé en comparant la réponse expérimentale d'un thermocouple lorsque le bâti est éclairé pendant 100 ms par le laser à celle obtenue numériquement pour un bâti éclairé dans les mêmes conditions.

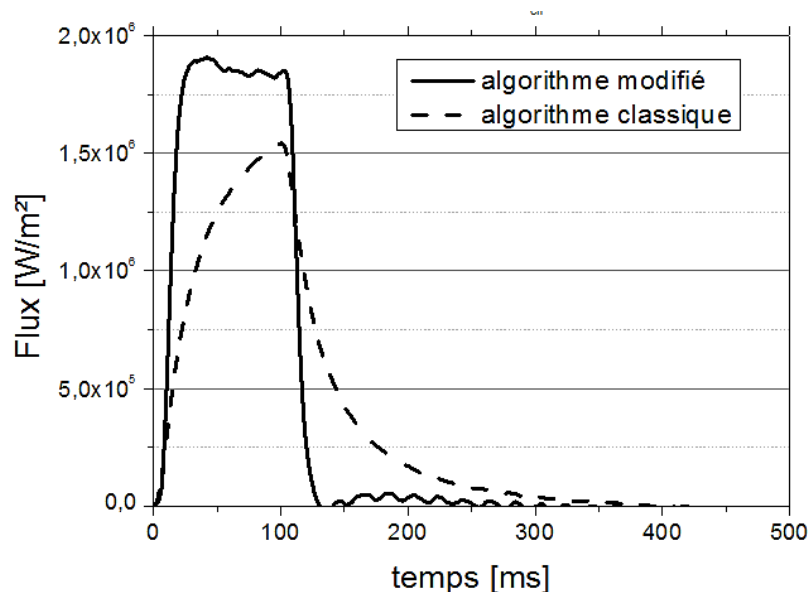


Figure 4 : Réponses comparée de l'algorithme classique et modifié

Pour ce faire, le laser est placé en position verticale (inclinaison à 0°) en face du bâti. Afin de maximiser l'absorption du flux laser à la surface du bâti lors du tir de 100ms, celle-ci est recouverte d'une fine couche de peinture noire d'émissivité 0.9 (*Graphite 33 Chemi*), mesurée au laboratoire dans la gamme de travail de la caméra infrarouge (8 à 14 μm). On voit sur la Figure 4 l'évolution du flux surfacique obtenue avec l'algorithme classique. Il est nécessaire de rappeler que le flux sortant du laser est un créneau temporel avec une déviation visible uniquement à l'échelle de 0.1 ms. D'après l'allure des courbes, il apparaît clairement que la réponse du capteur de flux possède un temps d'établissement. Celui-ci découle du retard provoqué par les résistances thermiques entre les soudures des thermocouples et le bâti et les effets capacitifs dus à la structure du thermocouple. Le retard de l'établissement de la température des thermocouples observé en pratique, et provoqué par les constrictions des tubes de flux jusqu'aux soudures et l'inertie des thermocouples, a été simulé en considérant que la température $T_{i,centre}(t)$ au centre des thermocouples suit une loi exponentielle avec une constante de temps τ à identifier :

$$T_{i,centre}(t, \tau) = \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) T_{i,centre,0}(t) \quad (2)$$

Où $T_{i,centre,0}$ est la température des thermocouples dans un cas idéal (résistances de constriction et effets capacitifs négligeables). La signification physique de τ est le produit des résistances de constriction et de contact R et de la capacité C équivalente à celle du thermocouple (alumine, fils, gaine).

Un modèle thermique 2D dans le plan transverse du bâti (O, y, z), sur lequel sont soudées les gaines des thermocouples du capteur de flux, a été développé avec le logiciel COMSOL Multiphysics. Dans la géométrie, présentée sur la Figure 5, les sections circulaires de $250\mu\text{m}$ de diamètre représentent les gaines des thermocouples en inconel.

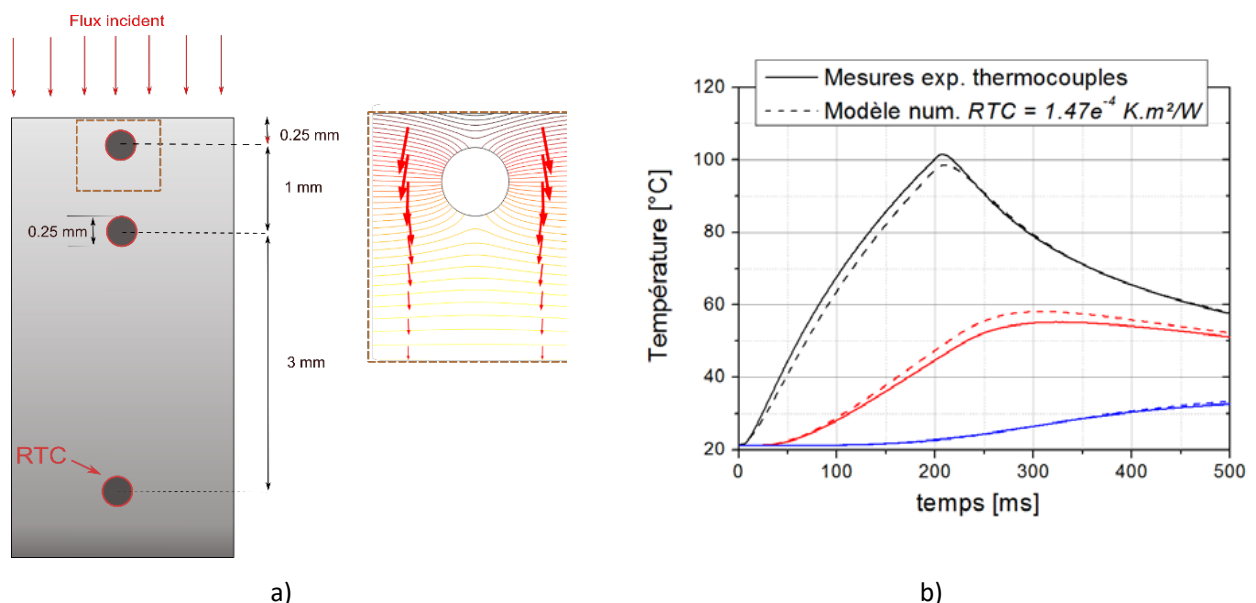


Figure 5 : Modélisation des thermocouples dans le bâti; b) Comparaison de la température mesurée expérimentalement avec le modèle numérique pour $\tau = 34$ ms.

Sur leur frontière, indiquée par un cercle de couleur rouge, une résistance thermique est imposée. Cette valeur est choisie à partir de l'identification de τ_{TC} par méthode inverse et de la capacité C équivalente à celle du thermocouple (alumine, fils, gaine) que nous avons

estimée. Rappelons que c'est la constante $\tau_{TC}=RC$ qui est identifiée et que cette résistance n'a de sens en terme de constante de temps qu'associée à une valeur de la capacité C .

La somme des écarts de températures est alors minimisée par rapport à τ :

$$\sum_t \sum_{i=1,2,3} (T_{i,centre}(t, \tau) - Y_i(t))^2 \quad (3)$$

Nous avons estimé un temps d'établissement τ_{TC} très proche pour les trois thermocouples, égal à 34 ms. Les thermocouples identiques étant tous soudés de la même façon, nous avons retenu cette valeur pour tous les thermocouples. On observe sur la figure 5 que dans ces conditions, la réponse des thermocouples est assez correctement simulée.

5. Algorithme modifié

L'algorithme de Beck a été modifié pour prendre en compte le régime transitoire d'établissement de la réponse des thermocouples. La démarche consiste d'abord à calculer le champ de température \check{T} , en tout point du maillage solution du problème 1D. On considère alors que la température « vraie » \bar{T} aux positions des thermocouples, est la solution \check{T} , aux mêmes points du problème continu, pondérée par le temps de réponse τ (relation 2). C'est donc l'écart quadratique entre \bar{T} et les mesures Y des thermocouples qui est minimisé en fonction du flux. Les équations de sensibilité, les équations du problème direct et le déroulement de l'algorithme est donné par la résolution des systèmes (4) et (6) ci-dessous. On suppose le flux connu jusqu'au pas de temps n . Des pas de temps n à $n+n_{dt}$, on résout le problème de sensibilité constitué du système (4) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_a C_{p,a} \frac{\partial S}{\partial t} = k_a \frac{\partial^2 S}{\partial z^2}, \forall z, \forall t_j \\ -k_a \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_{z=0} = 1, \forall t_j \\ S(t=0) = \bar{S}(t=0) = 0, \forall z \\ S(z = z_{TC3}) = 0, \forall t_j \\ \tau_{TC} \frac{d\bar{S}}{dt} + \bar{S} = S, z \in \{z_{TC1}, z_{TC2}\}, \forall t_j \end{array} \right. \quad (4)$$

Le calcul des coefficients de sensibilité K est effectué en utilisant la relation :

$$K_i^{k+n} = \frac{\bar{S}_i^{k+n}}{\sum_{k=n}^{n+n_{dt}} \sum_{i=1,2} (\bar{S}_i^{k+n})^2} \quad (5)$$

De $k=1$ à n_{dt} , on effectue la résolution du problème direct donné par le système (6). Notons l'équation reliant \bar{T} et \check{T} , a une solution cohérente avec l'équation 2.

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_a C_{p,a} \frac{\partial \check{T}}{\partial t} = k_a \frac{\partial^2 \check{T}}{\partial z^2}, \forall z, \forall t_j \\ -k_a \frac{\partial \check{T}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \varphi_k, \forall t_j \\ \check{T}(t=0) = \bar{T}(t=0) = T_0, \forall z \\ \check{T}(z = z_{TC3}) = Y_3(t), \forall t_j \\ \tau_{TC} \frac{d\bar{T}}{dt} + \bar{T} = \check{T}, z \in \{z_{TC1}, z_{TC2}\}, \forall t_j \end{array} \right. \quad (6)$$

Le flux au pas de temps $n+1$ est alors donné par la relation (7) :

$$\varphi_{n+1} = \varphi_n + \sum_{k=1}^{n \Delta t} \sum_{i=1,2} (\bar{T}_i^{k+n}(\varphi_n) - Y_i^{k+n})(K_i^{k+n}) \quad (7)$$

Sur la Figure 4, on observe les flux calculés à partir des données des thermocouples lorsque le bâti est chauffé pendant 100 ms en incidence normale sous un flux de 1.8 MW/m². Il apparaît clairement que la prise en compte du temps de réponse des thermocouples permet bien de retrouver un signal beaucoup plus proche d'un échelon de flux imposé à la surface du bâti, avec une amplitude quasi-constante proche de la valeur imposée.

6. Conclusion

Après avoir brièvement décrit le procédé, l'outillage et la conception technique du capteur ainsi que son implantation dans l'outillage, nous décrivons la modification apportée à l'algorithme classique de Beck pour tenir compte des fonctions de transfert des thermocouples implantés dans le capteur à partir des mesures desquels le flux en surface est obtenu par méthode inverse. La réponse du capteur analysée par l'algorithme classique est comparée avec la réponse obtenue par l'algorithme modifié, qui s'avère très proche du créneau attendu. Par contre la méthode classique, malgré un temps d'échantillonnage très petit, transforme le créneau en le dégradant quasiment en triangle. La méthodologie développée pourrait être transposée sans difficulté à d'autres applications pour lesquelles les temps de réponse sont un problème (injection, trempe...).

Références

- [1] S. C. Somé, V. Gaudefroy, D. Delaunay, "Estimation of bonding quality between bitumen and aggregate under asphalt mixture manufacturing condition by thermal contact resistance measurement", *International Journal of Heat and Mass Transfer* **55**, 6854–6863, 2012.
- [2] D. Delaunay, Ph. Le Bot, R. Fulchiron, J.F. Luyé, G. Regnier, "Nature of contact between polymer and mold. Part1: influence of a non-perfect thermal contact", *Polymer Engineering and Science*, **40**, No.7, 1682-1691, 2000.
- [3] A.Millischer, D.Delaunay, « *Experimental and numerical analysis of heat transfer in bulk molding compound injection process* », *Journal of reinforced plastics and composites*, **20**, 2001.
- [4] A. Bendada, A. Derdouri, M. Lamontagne, Y. Simard, « *Analysis of thermal contact resistance between polymer and mold in injection molding* », *Applied Thermal Engineering*, **24**, Issues 14–15, 2029-2040, 2004.
- [5] C. Yan, M. Nakao, T. Go, K. Matsumoto, Y. Hatamura, « *Injection molding for microstructures controlling mold-core extrusion and cavity heat-flux* », *Microsystem Technologies* **9**, 188–191, 2003.

- [6] M.Nakao, M.Yoda, T.Nagao, « *Locally Controlling Heat Flux for Preventing Micrometre-Order Deformation with Injection Molding of Miniature Products* », *CIRP Annals*, 52, Issue 1, pp 451-454, 2003.
- [7] V. Le Louët, *Etude du comportement thermique de bandes composites pré-imprégnées au cours du procédé de fabrication AFP avec chauffage laser*, Thèse de Doctorat, Université de Nantes, 2018.
- [8] J.V. Beck, B. Blackwell, C.R.Clair, *Inverse heat conduction III-Posed Problems*, Wiley-Int. 1985.

Remerciements

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de la chaire COMPETH de l'IRT Jules Verne (Institut de recherche technologique des technologies de fabrication avancées pour les structures composites, métalliques et hybrides). Les auteurs remercient également le service études et fabrication du LTeN pour sa contribution essentielle.

Thème 12

Contrôle et intensification des transferts

Libération de la chaleur stockée dans un Matériau à Changement de Phase surfondu par cavitation ultrasonore	661
Études de l'influence du solveur CFD sur les résultats de l'optimisation de forme d'un échangeur . . .	669
Analyse expérimentale d'une boucle diphasique multi-sources	679
A novel inline mixer for highly viscous fluid : the proof of concept	687
Etude expérimentale d'un prototype d'échangeur de chaleur intégrant la fonction de pompage	695
Etude d'une loi de commande optimale pour le chauffage par effet Joule d'infrastructures de transports sous contraintes de fonctionnement	703

Libération de la chaleur stockée dans un Matériau à Changement de Phase surfondu par cavitation ultrasonore

Noé BEAUPERE^{1, 3*}, Ulrich SOUPREMANIEN¹, Nicolas DUNOYER², Laurent ZALEWSKI³

¹Université Grenoble Alpes, CEA Grenoble, CEA/LITEN/DTNM/SA3D/LMCM

²Université Grenoble Alpes, CEA Grenoble, CEA/LITEN/DTNM/SCSF/LCH

³Université d'Artois, EA 4515, Laboratoire de Génie Civil et géo-Environnement (LGCgE), F-62400 Béthune, France

* (auteur de correspondance : noe.beaupere@cea.fr)

Résumé -

Les matériaux à changement de phase (MCP) sont de bons candidats pour le stockage de l'énergie thermique, grâce à leur chaleur latente importante. Cependant, certains présentent une large surfusion, limitant l'utilisation dans les applications actuelles. Cet inconvénient pourrait devenir un avantage si une technique reproductible, telle que l'utilisation d'ultrasons, permettait de déclencher la solidification afin de libérer la chaleur à la demande. Un banc expérimental a donc été développé, permettant de relâcher la chaleur latente stockée de manière répétable, après quelques secondes d'application des ultrasons.

Mots clés : Matériaux à Changement de Phase ; Stockage de chaleur ; Solidification ; Cavitation ultrasonore.

1. Introduction

Les dernières années ont vu l'apparition de politiques de réduction de consommations énergétiques pour le bâtiment et notamment dans les domaines de chauffage, ventilation, climatisation et de production d'eau chaude [1]. Ce besoin en énergie pourrait être en partie satisfait par les énergies renouvelables, dont l'intérêt est aujourd'hui grandissant. Cependant, ces technologies ont de nombreux inconvénients, l'un des principaux étant l'écart temporel entre la disponibilité de l'énergie et son utilisation. Le développement de techniques de stockage thermique, notamment de chaleur latente, semble prometteur pour réduire cet écart, suscitant le développement de systèmes d'accumulation et de restitution de chaleur comme celui de Sunamp [2]. Celui-ci s'appuie sur les matériaux à changement de phase, capables d'emmagasiner de grandes quantités de chaleur latente lors du changement d'état. Ces matériaux se solidifient généralement dès que la température devient inférieure au liquidus, permettant une libération de chaleur importante et immédiate. Cependant, certains matériaux comme les sels hydratés peuvent présenter une surfusion, un état métastable où le matériau reste liquide plusieurs dizaines de degrés en dessous du point de fusion [3] empêchant la libération de sa chaleur latente. Cette propriété peut aussi être influencée par une variation de volume ou de vitesse de refroidissement [4]. Notre étude se concentre sur l'acétate de sodium trihydraté. Ce matériau est relativement abondant et peu cher, possède une température de fusion adaptée à l'application d'eau chaude sanitaire pour le bâtiment (331 K), une chaleur latente importante (250 J.g⁻¹) et une grande surfusion (90 K). Cette surfusion, souvent perçue comme un inconvénient, pourrait devenir un avantage si la solidification pouvait être contrôlée. La chaleur pourrait alors être stockée pendant de longues périodes sans besoin d'isolation et être libérée à

la demande. Ceci permettrait d'envisager le développement de nouvelles applications comme celles développées par HM Heizkörper [5] ou Neothermal Energy Storage Inc. [6] ainsi que des prototypes comme celui de DTU [7]. Cette solidification peut être déclenchée par de nombreuses techniques, l'une des plus prometteuses étant la nucléation d'un solide par ultrasons [8,9], possiblement due aux variations de pression générées par la cavitation des ondes acoustiques [10]. Afin de produire une solidification homogène en évitant tout contact avec le matériau, un transducteur ultrasonore externe (*cup-horn*) a été utilisé. La solidification étant un phénomène statistique, il a été nécessaire de mener un grand nombre d'essais pour produire une analyse représentative de la réalité pour chaque condition. D'autre part, pour éviter la solidification spontanée et limiter les effets de vieillissement, un surplus d'eau a été ajouté à l'acétate de sodium trihydraté, en accord avec le principe d'excédent d'eau présenté par Furbo [11].

2. Matériau et méthode

2.1. Formulation du matériau

L'acétate de sodium trihydraté (AST, $\text{CH}_3\text{COONa}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$, Sigma-Aldrich BioXtra 99% purity) est utilisé pour cette étude. Ses propriétés, mesurées en DSC (Calorimétrie Différentielle à Balayage), sont d'environ $250 \text{ J}\cdot\text{g}^{-1}$ pour la chaleur latente, avec une température de fusion de 331 K et une température de solidification d'environ 243 K (pour un volume d'environ 25 mg). Kong et al [9] ont montré que le rajout d'eau jusqu'à 45 % massique permettait de stabiliser le matériau face au vieillissement. Après une première fusion, de l'eau déionisée a donc été ajoutée au MCP liquide, augmentant sa concentration en eau jusqu'à 45,7 % massique. Cette concentration correspond à celle de l'AST après la première fusion, non congruente, du matériau brut. Anticiper cette étape nous permet d'éviter la ségrégation d'acétate de sodium sous forme anhydre. Cet ajout conduit néanmoins à une diminution de la chaleur latente du matériau qui atteint $179 \text{ J}\cdot\text{g}^{-1}$ (-28%).

2.2. Mise en surfusion du matériau à changement de phase

Environ 35 g de ce mélange d'acétate de sodium et d'eau est ensuite versé dans un tube en quartz, de 100 mm de haut, de 28 mm de diamètre (externe) ayant une épaisseur relativement faible (1.5 mm) garantissant une bonne transmission des ultrasons dans le matériau et une bonne transparence optique. Ce tube possède un fond plat, afin d'assurer une transmission directe des ultrasons au matériau, limitant les effets de réflexion. Il dispose également d'une collerette qui lui assure un maintien dans son support donc un positionnement répétable. Une fois que le matériau est introduit dans le tube, celui-ci est bouché pour empêcher l'évaporation de l'eau.

Le matériau est ensuite placé dans un réservoir en aluminium rempli d'eau déionisée qui est disposé sur une plaque chauffante. Deux températures différentes de bain (348 K et 363 K) ont été imposées à l'AST afin de le faire fondre. L'intérêt étant de voir l'influence de la température de chauffe sur la surfusion du matériau. Le matériau est laissé 12 minutes dans le bain afin d'obtenir une fusion complète de celui-ci.

2.3. Refroidissement et définition de la température de travail

Une fois le matériau totalement fondu, le tube est trempé dans un récipient en PMMA (Polyméthyl méthacrylate) contenant 1 L d'eau à 283 K afin de mettre l'échantillon dans un état surfondu. L'eau circule dans le récipient à température contrôlée par un bain thermostaté (Huber, Unichiller 0.12w). L'échantillon est laissé pendant 12 minutes afin de garantir une température isotherme et de s'assurer de l'absence de solidification spontanée dans celui-ci.

2.4. Méthode de cristallisation par ultrasons

Une fois le matériau refroidi, les ultrasons sont lancés à l'aide d'un générateur ultrasonore (Sinaptec, Lab750) connecté à un transducteur également immergé dans l'eau. Le fond du tube est positionné à une distance de 10 mm du transducteur afin de limiter les pertes. Une photographie du banc expérimental est présentée dans la Figure 1.

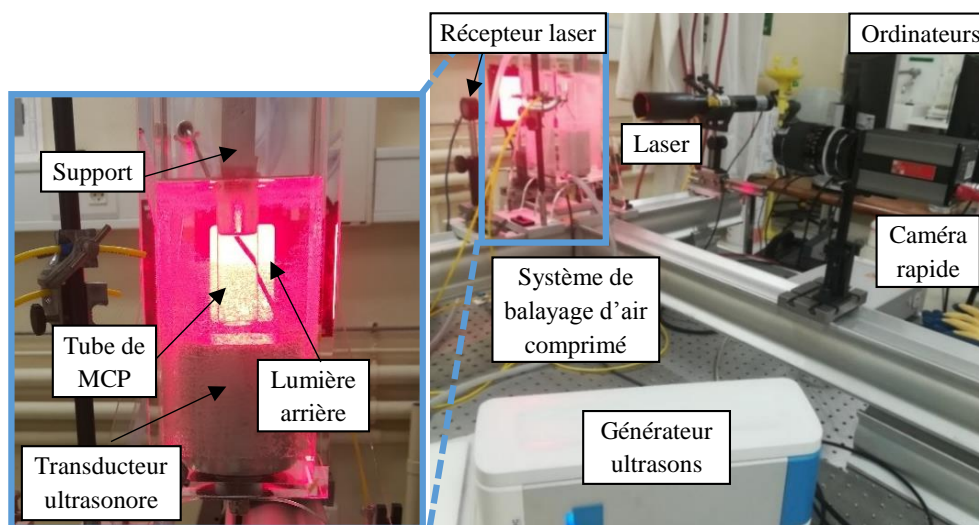


Figure 1 : *Présentation du banc expérimental de solidification par ultrasons*

Les ultrasons sont appliqués pendant un temps court (2 secondes), afin que l'appareil puisse atteindre la consigne de puissance, tout en limitant une érosion éventuelle des premiers cristaux formés, à cause de la cavitation ultrasonore. La puissance ultrasonore a été calibrée par une méthode de calorimétrie décrite par Kimura et al. [13], à l'aide de deux thermocouples de type K, l'un placé au centre du tube de MCP et le second dans le bain thermostaté. Le système de refroidissement était alors à l'arrêt afin de ne pas introduire de biais dans la mesure. Les ultrasons ont ensuite été appliqués de 10 à 100 % de la puissance nominale (100 W) pendant 15 minutes. Cette durée a été jugée suffisamment courte pour éviter la thermalisation du système. En effet, une variation linéaire de température a été obtenue, essentiellement due à la dissipation de l'énergie ultrasonore. En mesurant l'élévation de température, nous avons déterminé que 65% de la puissance ultrasonore était dissipée dans le bain thermostaté et 1,5% dans le tube. Une fréquence de 25 kHz a été choisie, accentuant les phénomènes de cavitation par rapport à l'agitation provoquée par les ultrasons. Chaque période d'ultrasons (2s) est entrecoupée d'une période de repos de 60 secondes, afin de s'assurer de l'absence de solidification, le tout étant répété jusqu'à solidification. En cas d'absence de solidification, un nombre maximal de 100 cycles est fixé pour limiter les essais dans le temps. Une fois que 10 solidifications sont obtenues pour un tube, celui-ci est remplacé par un nouveau, jusqu'à que 30 solidifications aient été observées. Cela permet de s'affranchir des aléas de préparation pouvant influencer les résultats ainsi qu'un éventuel vieillissement du matériau dû aux ultrasons. Afin de s'assurer de l'absence de solidification spontanée, le même tube a été maintenu dans les mêmes conditions, le bain thermostaté garantissant une température à 283 K mais sans ultrasons, et la solidification n'a été observée qu'après plusieurs heures.

2.5. Détection de la solidification

Le début de la solidification est repéré par une caméra rapide (AOS Technologies, S-motion camera) qui suivra également l'ensemble du processus de solidification. L'intérêt est de rechercher l'influence du degré de surfusion (ΔT) sur la forme du front de solidification [14] ou la vitesse de solidification [15], ce qui peut être directement être corrélé à une vitesse de libération de la chaleur d'après Dietz et al. [16]. Pour d'autres configurations d'essais, un laser

a été utilisé pour suivre l'opacification du matériau en mesurant, grâce à un récepteur, le signal laser qui traverse le matériau tout au long de la solidification. Un matériau totalement opaque impliquerait qu'il soit devenu solide, donc qu'il ait libéré toute sa chaleur. En fonction des conditions expérimentales (en particulier pour des températures de refroidisseur inférieure à 283 K), de la condensation peut apparaître sur les parois du récipient en PMMA, dégradant les propriétés de transmission optique. Des arrivées d'air comprimé ont donc été installées pour balayer les différentes surfaces.

3. Résultats

3.1. Les étapes de la solidification

La Figure 2 présente les différentes étapes de cette solidification. Un temps de 0 s correspond au démarrage des ultrasons. S'enchaînent alors les ultrasons pendant 2 s, puis une période de repos de 60 s.

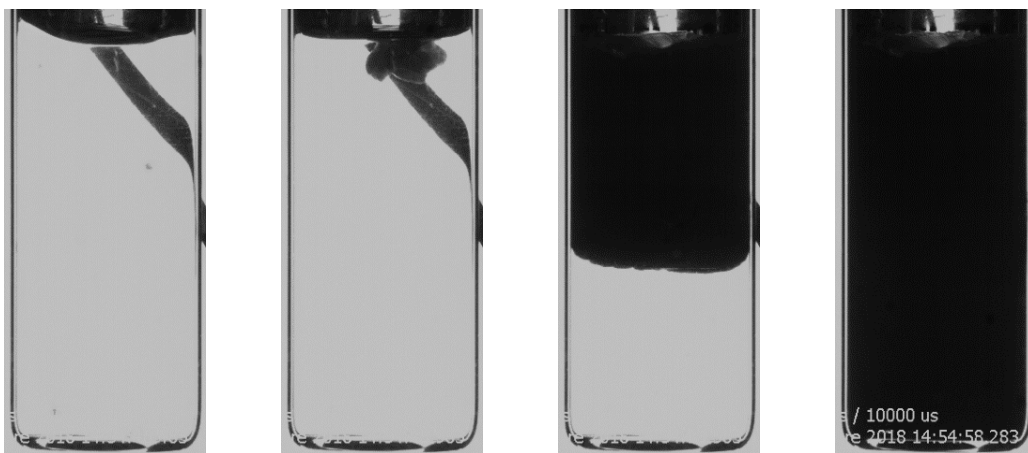


Figure 2 : Images de la solidification par ultrasons à différents instants $T=283\text{ K}$ $\Delta T=50\text{ K}$: (a) $t = 0\text{ s}$; (b) $t = 2\text{ s}$; (c) $t = 9\text{ s}$; (d) $t = 15\text{ s}$

Ces images montrent un trait noir en arrière-plan correspondant au tube d'arrivée d'eau provenant du bain thermostaté. Nous observons tout d'abord une agitation de la surface libre du matériau à changement de phase, correspondant à la propagation de l'onde ultrasonore dans le liquide (Figure 2 (a)). Les ultrasons sont arrêtés après 2s, la surface libre retrouve une forme stable et on observe alors l'apparition d'un solide (Figure 2 (b)). Ce solide va rapidement se propager dans l'ensemble du volume, le front de fusion adoptant une forme plus homogène (Figure 2 (c)). Après environ 15 secondes, le cristal s'est propagé dans l'ensemble du volume, solidifiant complètement le matériau. Nous pouvons estimer la vitesse de solidification à environ 4.9 mm.s^{-1} , une valeur inférieure aux données de la littérature (6 mm.s^{-1}) pour des degrés de surfusion du même ordre de grandeur [15]. Ceci peut s'expliquer par une incertitude sur la concentration de notre matériau (environ $\pm 1\%$), ainsi que sur les données de la littérature. Il a également été observé une différence importante entre la solidification primaire puis secondaire. La première correspond à la propagation du cristal dans le volume et la chaleur libérée est consommée par le matériau surfondu pour retourner à la température du liquidus. La seconde est plus longue (quelques centaines de secondes dans notre cas) et constitue la phase de libération de chaleur qui est directement utilisable dans une application.

3.2. Déclenchement de la solidification

Des essais de répétabilité ont été menés sur l'AST afin d'étudier la distribution des probabilités du déclenchement de la solidification par ultrasons, pour les deux températures de chauffe du matériau (348 K et 363 K). Pour chaque température, 10 solidifications ont été

observées pour 3 tubes aux propriétés identiques. Le nombre de cycles nécessaires à chaque solidification a été mesuré, et les résultats sont présentés dans la Figure 3.

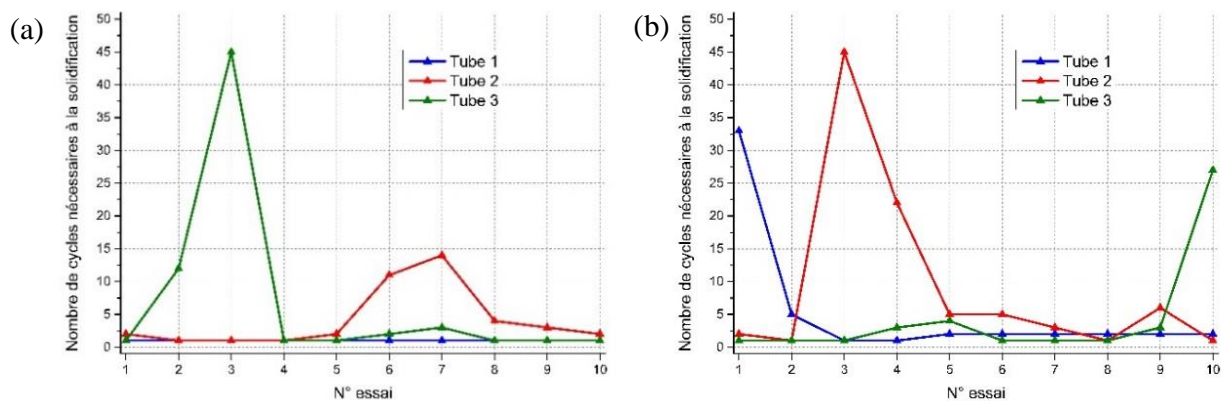


Figure 3 : Nombre de cycles nécessaires à la solidification pour les différents essais de reproductibilité (3x10 solidifications) pour des températures de (a) 348 et (b) 363 K

A partir de cette courbe, nous pouvons d'abord observer que la solidification se produit toujours dans les 50 premières périodes d'ultrasons, et que 85% d'entre elles se produisent lors des 5 premières. Les ultrasons ont donc un effet évident sur la solidification, déclenchant relativement rapidement la cristallisation du matériau puis la libération de la chaleur.

3.3. Influence de la température de chauffe

Une analyse statistique a été menée sur les essais présentés précédemment sur la Figure 3. Pour chaque nombre de cycles, une probabilité de nucléation a été calculée avec l'équation (1)

$$\text{Probabilité de nucléation (\%)} = \frac{\text{Nombre de solidifications pour ce nombre de cycles}}{\text{Nombre total de solidification}} * 100 \quad (1)$$

Les résultats sont présentés dans leur globalité sur la Figure 4 (a) pour les deux températures de chauffe. La Figure 4 (a) quant à elle se focalise sur un intervalle de 0 à 10 cycles. Pour approfondir cette analyse, une loi de probabilité (Loi de Gumbel) a été calculée à partir de l'équation (2).

$$f(x, \mu, \beta) = \frac{\exp(-z)z}{\beta} \text{ avec } z = \exp\left(-\left(\frac{x-\mu}{\beta}\right)\right) \quad (2)$$

Avec μ l'espérance mathématique et $\beta = \frac{\sigma\sqrt{6}}{\pi}$ avec σ l'écart type logarithmique de la variable.

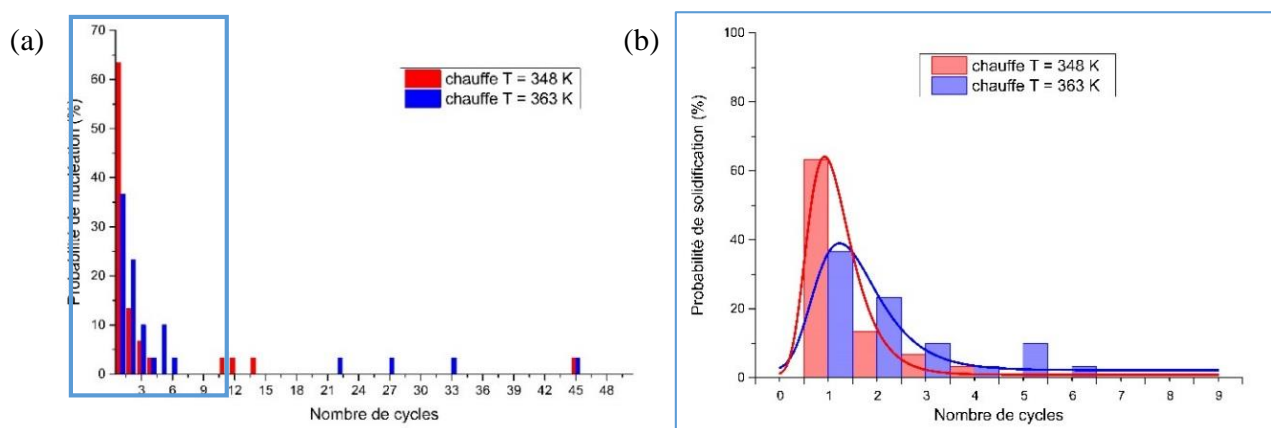


Figure 4 : (a) Probabilité de solidification pour chaque nombre de cycles, en fonction de la température, et (b) étude statistique pour un faible nombre de cycles

Nous pouvons ainsi voir que pour une température de chauffe de 348 K, la solidification a plus de 60% de chances de se produire au premier cycle et plus de 35% au second. La probabilité de nucléation diminue ensuite largement avec le nombre de cycles. Seulement 4 solidifications sur 30 se sont produites au-delà de 4 cycles, ce processus provoque donc un déclenchement de la cristallisation de manière efficace et contrôlée, permettant la solidification et la libération de la chaleur stockée dans notre matériau avec un très faible nombre de cycles.

Lorsque la température de chauffe est de 363 K, une plus grande dispersion de la cristallisation est observée. En effet, 6 ou 7 cycles d'ultrasons peuvent être nécessaires pour observer la solidification. Afin de confirmer ces observations, les paramètres des lois de probabilité pour les deux essais ont été reportés dans le Tableau 1.

	μ	σ
T = 348 K	$1,7 \pm 0,3$	$0,56 \pm 0,06$
T = 363 K	$2,1 \pm 0,3$	$0,81 \pm 0,13$

Tableau 1 : Paramètres de la loi de probabilité pour les deux températures

Une augmentation de l'espérance avec l'augmentation de la température de chauffe montre en effet qu'un plus grand nombre de cycles est nécessaire pour solidifier le matériau. D'autre part, l'amplitude de cette loi de probabilité diminue avec une température de chauffe plus élevée, avec un pic plus large, illustré par les valeurs d'écart-type. Une température de chauffe plus élevée semble donc favoriser la surfusion, rendant plus difficile le déclenchement de la solidification.

4. Discussion

L'une des théories sur le pilotage de la solidification par ultrasons est basée sur les travaux de Hickling [10] qui montrait qu'une solidification homogène pouvait se produire par cavitation dans l'eau. En effet, une vitesse de croissance de 10 m.s^{-1} lui permettait d'atteindre le rayon critique dans un intervalle de temps de 3 ns. Cependant, une étude similaire à celle de Hickling a été menée par Rogerson et al. [17] sur l'AST et tend à montrer que le temps de cavitation est trop court pour que le germe de solide devienne stable, notamment à cause d'une croissance plus faible (6 mm.s^{-1}). Celle-ci est également confirmée par une étude expérimentale de Günther et al. [18]. Cependant, d'autres études plus récentes [8,9] montrent une possibilité de déclencher la solidification par ultrasons dans l'AST, comme c'est le cas ici. Dans ce cas, la solidification hétérogène est envisagée. Ce type de solidification, beaucoup plus commun, est facilité par la présence d'un substrat (parois, impuretés, cristaux solides, etc.). Il serait donc légitime d'identifier ces causes alternatives afin de les limiter et de s'assurer que les ultrasons soient seuls responsables de la solidification. Au cours de la mise au point de nos essais, plusieurs modes de cristallisations accidentelles ont pu être observées dont le principal a été celui de l'ensemencement par un cristal d'AST solide. Dans le cadre des résultats présentés ici, des précautions particulières ont été prises pour limiter voire supprimer ce mode de cristallisation.

Tout d'abord, lors de la fusion du matériau, une partie de l'AST peut s'évaporer puis se déposer sur les parois par condensation au refroidissement. Puisque l'onde de pression provoquée par les ultrasons crée une perturbation à la surface libre du liquide surfondu, un cristal éventuellement présent sur les parois pourrait entrer en contact avec celui-ci, provoquant sa solidification. Cependant, l'évaporation ne devrait concerner que l'eau, et l'acétate de sodium devrait rester dans le volume. Nous avons conclu qu'il y avait donc très peu de chances de le retrouver sur les parois. De plus, la répétition de ce processus devrait, à terme, éliminer les cristaux qui auraient pu apparaître sur les parois. Il a aussi été remarqué que des cristaux pouvaient être présents entre le tube et le bouchon, l'interface n'étant pas parfaitement étanche. Ils pourraient alors tomber dans le liquide surfondu et déclencher la solidification si le tube était

trop secoué par les ultrasons. Ceci a été limité par une fixation rigide du tube à son support, empêchant d'éventuels mouvements. Nous avons représenté sur la Figure 5 les différentes positions d'apparition des germes, illustrées par des croix rouges.



Figure 5 : Positions d'apparition de la solidification au cours des cycles

Ici, 58 essais sur 60 montrent qu'un germe apparaît au contact direct de la surface libre du matériau surfondu. Il serait ainsi possible qu'une interface avec l'air favorise la solidification hétérogène en diminuant l'énergie libre nécessaire à l'apparition d'un cristal. Une solidification s'est également produite au fond du tube, sans aucun contact entre le liquide surfondu et un éventuel cristal solide, ce résultat a été attribué à l'effet direct de la cavitation ultrasonore. Néanmoins, elle pourrait avoir été favorisée par l'existence d'une interface, permettant une solidification hétérogène à partir d'un substrat.

5. Conclusions

La méthode de solidification par cavitation ultrasonore a été estimée comme pertinente pour pouvoir cristalliser de l'acétate de sodium trihydraté et ainsi libérer la chaleur latente stockée dans un matériau à changement de phase surfondu. Cette méthode est répétable, un faible nombre de cycles étant nécessaire pour permettre le déstockage de cette énergie à la demande. Il serait donc possible de développer une application permettant d'emmagasiner la chaleur lorsqu'elle est disponible pour faire fondre le MCP puis le laisser refroidir jusqu'à la température ambiante (voir pour des températures plus basses) et le conserver pendant plusieurs heures sous forme surfondue sans besoin d'isolation. Au moment opportun ou choisi, le démarrage des ultrasons permettrait alors de déclencher la solidification et libérer la chaleur la rendant ainsi disponible pour l'application souhaitée. Pour la suite des travaux, différentes configurations seront testées pour comprendre comment la solidification par ultrasons peut être optimisée. Il sera également intéressant de connaître l'énergie qu'il est possible de récupérer lors de la solidification de notre matériau à changement de phase. Pour cela et plutôt que d'utiliser un thermocouple, susceptible de favoriser le processus de solidification, une méthode innovante permettant la mesure de l'opacification d'un matériau au cours de sa solidification a été développée. Par une analyse indirecte et sans contact elle permet de connaître les durées de solidification de notre matériau à changement de phase surfondu qui peuvent être corrélées à une quantité de chaleur libérée. De plus, une analyse sur le vieillissement du matériau lorsque celui-ci est sollicité à répétition par les ultrasons devra être aussi menée pour valider la pertinence de cette approche.

Références

- [1] L. Pérez-Lombard, J. Ortiz, C. Pout, A review on buildings energy consumption information, *Energy and Buildings*. 40 (2008) 394–398. doi:10.1016/j.enbuild.2007.03.007.

- [2] A.J. Bissell, S.S. Gataora, Heat Battery Assemblies and Monitoring System Therefor, US20160195340A1, 2016. <https://patents.google.com/patent/US20160195340A1/en> (accessed August 29, 2018).
- [3] N. Beaupere, U. Soupremanien, L. Zalewski, Nucleation triggering methods in supercooled phase change materials (PCM), a review, *Thermochimica Acta*. (2018). doi:10.1016/j.tca.2018.10.009.
- [4] J.A. Ehmimed, Y. Zeraouli, J.-P. Dumas, A. Mimet, Modèle de transferts thermiques lors de la cristallisation d'une solution binaire dispersée, *International Journal of Thermal Sciences*. 42 (2003) 33–46. doi:10.1016/S1290-0729(02)00005-4.
- [5] Latentwärmespeicher mit einer Vorrichtung zur Auslösung der Kristallisation, EP3056848B1, 2018. <https://patents.google.com/patent/EP3056848B1/en?assignee=hm+heizkorper&oq=hm+heizkorper> (accessed August 29, 2018).
- [6] L. Desgrosseilliers, M.A. White, D. Groulx, Thermal energy storage apparatus, US20180017337A1, 2018. <https://patents.google.com/patent/US20180017337A1/en> (accessed August 29, 2018).
- [7] M. Dannemand, J.M. Schultz, J.B. Johansen, S. Furbo, Long term thermal energy storage with stable supercooled sodium acetate trihydrate, *Applied Thermal Engineering*. 91 (2015) 671–678. doi:10.1016/j.applthermaleng.2015.08.055.
- [8] L. Wei, K. Ohsasa, Supercooling and Solidification Behavior of Phase Change Material, *ISIJ International*. 50 (2010) 1265–1269. doi:10.2355/isijinternational.50.1265.
- [9] K. Seo, S. Suzuki, T. Kinoshita, I. Hirasawa, Effect of Ultrasonic Irradiation on the Crystallization of Sodium Acetate Trihydrate Utilized as Heat Storage Material, *Chem. Eng. Technol.* 35 (2012) 1013–1016. doi:10.1002/ceat.201100680.
- [10] R. Hickling, Nucleation of Freezing by Cavity Collapse and its Relation to Cavitation Damage, *Nature*. 206 (1965) 915–917. doi:10.1038/206915a0.
- [11] S. Furbo, Heat Storage with an Incongruently Melting Salt Hydrate as Storage Medium Based on the Extra Water Principle, in: *Thermal Storage of Solar Energy*, Springer, Dordrecht, 1981: pp. 135–145. doi:10.1007/978-94-009-8302-1_15.
- [12] W. Kong, M. Dannemand, J.B. Johansen, J. Fan, J. Dragsted, S. Furbo, Ageing Stability of Sodium Acetate Trihydrate with and Without Additives for Seasonal Heat Storage, in: *International Solar Energy Society*, 2016: pp. 1–10. doi:10.18086/swc.2015.02.10.
- [13] T. Kimura, T. Sakamoto, J.-M. Leveque, H. Sohmiya, M. Fujita, S. Ikeda, T. Ando, Standardization of ultrasonic power for sonochemical reaction, *Ultrasonics Sonochemistry*. 3 (1996) S157–S161. doi:10.1016/S1350-4177(96)00021-1.
- [14] A. Godin, M. Duquesne, E. Palomo del Barrio, J. Morikawa, Analysis of crystal growth kinetics in undercooled melts by infrared thermography, *Quantitative InfraRed Thermography Journal*. 12 (2015) 237–251. doi:10.1080/17686733.2015.1066133.
- [15] Z. Ma, H. Bao, A.P. Roskilly, Study on solidification process of sodium acetate trihydrate for seasonal solar thermal energy storage, *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 172 (2017) 99–107. doi:10.1016/j.solmat.2017.07.024.
- [16] P.L. Dietz, J.S. Brukner, C.A. Hollingsworth, Linear Crystallization Velocities of Sodium Acetate in Supersaturated Solutions, *J. Phys. Chem.* 61 (1957) 944–948. doi:10.1021/j150553a023.
- [17] M.A. Rogerson, S.S.S. Cardoso, Solidification in heat packs: II. Role of cavitation, *AIChE J.* 49 (2003) 516–521. doi:10.1002/aic.690490221.
- [18] E. Günther, Sononucleation of Inorganic Phase Change Materials, Technische Universität München, 2009.

Études de l'influence du solveur CFD sur les résultats de l'optimisation de forme d'un échangeur

Franck MASTRIPPOLITO^{1,2*}, Zhihao DING², Frédéric DUCROS², Stéphane AUBERT¹

¹Univ. Lyon, Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique UMR5509, Lyon, F-69134, France

²Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTBH, Laboratoire Échangeurs et Réacteurs, F-38000 Grenoble, France

*(auteur correspondant : franck.mastrippolito@doctorant.ec-lyon.fr)

Résumé - Le choix du solveur CFD influence les résultats des simulations réalisées mais peut également impacter les résultats d'un processus d'optimisation. Cette étude compare le comportement des solveurs *Code_Saturne* et ANSYS[®] Fluent dans le cadre d'une optimisation de la forme d'une ailette trapézoïdale. Les résultats mettent en évidence un écart maximum de 5% entre les évaluations des deux solveurs. Toutefois, les individus optimaux diffèrent. Cela semble principalement causé par une réponse différente des solveurs dans une région de l'espace des paramètres. Celle-ci modifie la courbure de la surface de réponse et déplace ainsi le bassin d'attraction des formes optimales.

Nomenclature

Symboles romains

C_f coefficient de perte de charge [-]

D_H diamètre hydraulique [m]

E largeur en pied du *rib* [m]

\tilde{E} nouveau paramètre de forme du *rib* [-]

e largeur en tête du *rib* [m]

H hauteur du canal [m]

h_{rib} hauteur du *rib* [m]

L pas entre ailettes [m]

Nu nombre de Nusselt [-]

T température statique [K]

U_{deb} vitesse débitante [m.s⁻¹]

Symboles grecs

$\Delta P_{i,o}$ perte de charge du motif [Pa]

φ densité de flux [W.m⁻²]

λ_h conductivité thermique du fluide [W.m⁻¹.K⁻¹]

ψ angle du *rib* [deg]

ρ_h masse volumique du fluide [kg.m⁻³]

Indices

0 de référence

i entrée (*inlet*)

int interface

o sortie (*outlet*)

w paroi (*wall*)

Autres

\mathcal{D} espace des paramètres $\subset \mathbb{R}^{N_d}$

\mathcal{F} espace des objectifs $\subset \mathbb{R}^{N_{obj}}$

\mathbf{p} vecteur des paramètres $\in \mathcal{D}$

\square opérateur moyenne

1. Introduction

Les échangeurs de chaleur sont utilisés pour de nombreuses applications industrielles comme la production d'électricité (d'origine nucléaire, fossile ou renouvelable), les procédés, les transports (automobile, naval, aviation militaire ou civile), la cryogénie ou même le conditionnement d'air. Des ailettes sont souvent utilisées à l'échelle locale pour intensifier le transfert thermique [1, 2]. Des études ont montré que leur forme influence fortement le comportement thermo-hydraulique de l'ensemble de l'échangeur [2, 3]. L'optimisation des performances d'un échangeur passe généralement par l'optimisation de la forme de ces ailettes. Pour cela, il est maintenant habituel d'avoir recours à un solveur de mécanique des fluides numérique (CFD) associé à des méthodes de métamodélisation et des algorithmes génétiques [4, 5, 6].

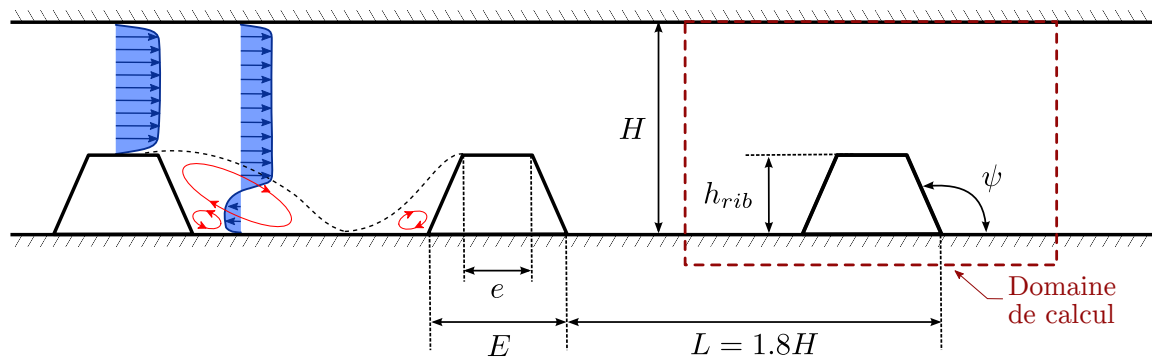


Figure 1 : Dimensions des ribs et topologie typique de l'écoulement

Toutefois, il faut garder à l'esprit que l'optimisation n'est réalisée qu'au sens du modèle utilisé qui reste une approximation de la réalité. Il semble donc raisonnable d'estimer que les résultats de l'optimisation sont dépendants du modèle et *a fortiori* du choix du solveur CFD. En effet, à configurations égales (modèle de turbulence, schéma de convection,...) les implémentations propres à chaque code peuvent conduire à des résultats sensiblement différents.

Ce travail s'intéresse à l'optimisation de la forme d'une ailette trapézoïdale (*rib*) utilisée pour intensifier le transfert thermique dans un canal. Les résultats de l'optimisation obtenus à partir des solveurs CFD *Code_Saturne* (EDF R&D) et ANSYS® *Fluent* (Release 19.0) sont comparés afin d'en évaluer l'influence dans le processus d'optimisation. La mise en donnée des simulations est présentée dans la Section 2 et la méthode d'optimisation est résumée dans la Section 3. Les résultats des deux optimisations sont enfin comparés dans la Section 4.

2. Modélisation numérique

2.1. Géométrie et maillage

Comme l'illustre la Figure 1, un canal en deux dimensions de hauteur H est considéré. Les *ribs* sont positionnés sur la paroi inférieure et la paroi supérieure est laissée lisse. Ils ont une section trapézoïdale définie par la hauteur h_{rib} , la largeur en pied E et la largeur en tête e . L'angle ψ est utilisé pour l'analyse des résultats car plus représentatif de la forme. Les *ribs* se répètent le long du canal avec un pas L . Le domaine solide est également considéré (en gris sur la Figure 2(a)) avec une épaisseur de plaque constante égale à $0.05H$. L'objectif étant d'optimiser la forme de ce *rib*, une plage de variation pour chaque paramètre de la section est définie, la hauteur du canal et le pas entre *ribs* restant constants :

$$H = 1 \quad (1) \quad e/2H \in \left[0.05 \frac{L}{2H}; 0.7 \frac{L}{2H} \right] \quad (4)$$

$$L/H = 1.8 \quad (2) \quad E/2H \in \left[0.9 \frac{e}{2H}; 0.8 \frac{L}{2H} \right] \quad (5)$$

$$h_{rib}/H \in [0.05; 0.3] \quad (3)$$

La géométrie étant périodique, le domaine de calcul se limite à un unique motif de longueur L , comme indiqué par la ligne discontinue rouge de la Figure 1. Il se compose d'une partie fluide (air) et d'une partie solide (acier). Le maillage utilisé, visible sur la Figure 2(b), est non-structuré *Bas-Reynolds*. Le premier point de calcul se trouve dans la sous-couche visqueuse. Une étude de sensibilité en maillage a mis en évidence que la taille des cellules au centre de l'écoulement impacte peu les résultats. Les maillages sont constitués d'environ 130 000 cellules, à majorité quadrangulaires. Les temps de calcul varient en fonction des solveurs : 8 heures sur 32 processeurs pour *Code_Saturne* et 4 heures sur 8 processeurs pour ANSYS® *Fluent*.

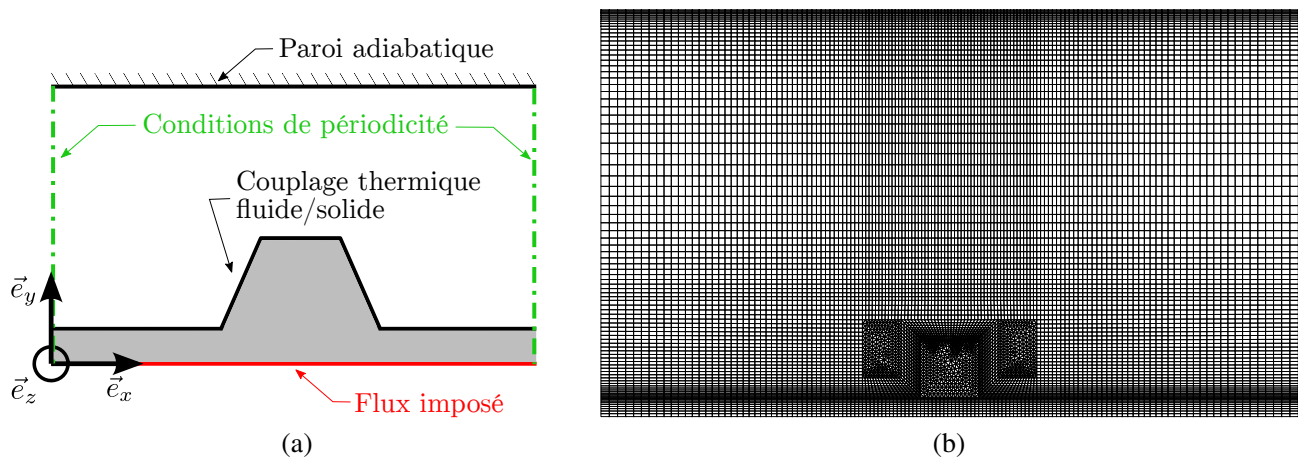


Figure 2 : (a) Conditions appliquées aux limites du domaine de calcul. - (b) Exemple de maillage.

2.2. Écoulement et propriétés physiques

La simulation est réalisée en similitude. Les propriétés sont donc normalisées en conséquence. On suppose que la température est un scalaire passif. On se place à une vitesse de l'écoulement de référence, à une masse volumique du fluide et à une capacité thermique massique égales à l'unité. La viscosité et la conductivité thermique du fluide sont définies telles que la similitude pour les nombres de Reynolds et de Prandtl soit assurée. Le nombre de Reynolds, fixé à 20 000, est défini par rapport au diamètre hydraulique $D_H = 2H$ et à la vitesse de référence. Le nombre de Prandtl est fixé à 0.7. Les propriétés du solide sont normalisées et respectent le même ratio solide/fluide que les propriétés réelles.

2.3. Conditions aux limites et turbulence

La Figure 2(a) résume les conditions aux limites appliquées au domaine de calcul. La paroi inférieure (en rouge) est soumise à une densité de flux de chaleur égale à $\varphi = 1 \text{ W.m}^{-2}$. Une condition d'adhérence est appliquée à la paroi supérieure et à l'interface. La modélisation de la turbulence repose sur le modèle $k - \omega$ SST [7] sans loi de paroi. La modélisation des flux thermiques turbulents repose sur un nombre de Prandtl turbulent fixé à 1.

2.4. Spécificités de chaque solveur

Bien que la comparaison entre les deux solveurs implique des mises en données les plus proches possibles, certains réglages sont spécifiques à chacun, notamment au niveau des conditions aux limites et des paramètres numériques.

2.4.1. Conditions aux limites

Code_Saturne. Le couplage thermique entre le fluide et le solide repose sur une formulation monolithique assurant la conservation du flux de chaleur et la continuité de la température. *Code_Saturne* étant un code volumes finis dont les grandeurs sont résolues au centre des cellules, il nécessite une cellule en trois dimensions. Les simulations 2D sont possibles en ne considérant qu'une seule cellule, de dimension égale à l'unité, dans la direction \vec{e}_z et en appliquant des conditions de symétrie aux faces.

ANSYS® Fluent. Le couplage thermique est réalisé via l'option *Conjugate Heat Transfer*. Contrairement à *Code_Saturne*, il est possible de réaliser un calcul réellement en deux dimensions : la cellule est une surface. Le maillage a donc été légèrement modifié.

2.4.2. Paramètres numériques

Code_Saturne. Bien que la simulation cherche à reproduire un comportement stationnaire, le calcul est réalisé en utilisant un schéma temporel instationnaire pour des questions de stabilité. Le pas de temps, constant en temps et espace, est pris égal à 0.005 s. Il a été déterminé afin d'assurer que le nombre de CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) soit inférieur à 10. Le nombre de pas de temps est fixé de sorte à atteindre un état stationnaire. Les termes convectifs, pour toutes les équations, sont traités par un schéma spatial centré. Les gradients sont calculés par une méthode itérative. Un algorithme SIMPLEC est utilisé pour le couplage vitesse-pression.

ANSYS® Fluent. La simulation est réalisée avec une schéma temporel stationnaire. Le couplage pression/vitesse repose sur un algorithme *Coupled*. Les termes convectifs sont traités par un schéma spatial de ROE décentré amont (*upwind*) de second ordre. Les gradients sont calculés grâce à une méthode *Green-Gauss Cell Based*.

2.5. Post-traitement des résultats

L'optimisation repose sur des fonctions scalaires. Il est donc important d'extraire pour chaque simulation des grandeurs représentatives du comportement thermohydraulique : le nombre de Nusselt et le coefficient de perte de charge. Ils se calculent comme :

$$Nu = \frac{\varphi D_H}{\lambda_h \left(\bar{T}_w - \frac{1}{2} (\bar{T}_i + \bar{T}_o) \right)} \quad (6) \quad C_f = \frac{\Delta P_{i,o}}{0.5 \rho_h U_{deb}^2} \frac{D_H}{L} \quad (7)$$

φ et \bar{T}_w représentent la densité de flux imposée et la température moyenne (pondération surfacique) évalués au niveau de la paroi inférieure du solide. \bar{T}_i et \bar{T}_o sont les températures débitantes moyennes (pondération par le débit masse) en entrée et sortie du motif et λ_h la conductivité thermique du fluide. La contribution de la conduction dans la plaque est incluse dans le nombre de Nusselt. $\Delta P_{i,o}$ est la variation de pression entre l'entrée, la sortie et U_{deb} la vitesse débitante et ρ_h la masse volumique. Les performances sont normalisées par des valeurs de référence (Nu_0 et C_{f0}) issues d'une simulation d'un canal lisse dans les mêmes conditions, avec $Nu_0 = 43.3$ et $C_{f0} = 0.007$.

3. Problème d'optimisation et résolution

On cherche dans ces travaux à maximiser le transfert thermique, exprimé au travers du nombre de Nusselt, tout en minimisant le coefficient de perte de charge. Pour cela, la forme du *rib* est paramétrée. Mathématiquement ce problème s'écrit :

$$\min_{\mathbf{p} \in \mathbb{R}^3} - Nu(\mathbf{p})/Nu_0 \quad (8) \quad \text{sachant} \quad h_{rib}/H \in [0.05, 0.3] \quad (10)$$

$$\min_{\mathbf{p} \in \mathbb{R}^3} C_f(\mathbf{p})/C_{f0} \quad (9) \quad e/2H \in [0.045; 0.63] \quad (11)$$

$$\tilde{E} \in [0; 1] \quad (12)$$

avec $\mathbf{p} = (h_{rib}, e, \tilde{E})$. Le changement de paramètre de E pour \tilde{E} , définit comme :

$$\tilde{E} = \frac{0.9 \frac{e}{2H} - \frac{E}{2H}}{0.9 \frac{e}{2H} - 0.72} \in [0; 1] \quad (13)$$

permet d'assurer la robustesse des méthodes mathématiques. Le problème est défini dans un espace des objectifs à deux dimensions $\mathcal{F} = \{Nu/Nu_0, C_f/C_{f0}\}$ et un espace des paramètres à trois dimensions $\mathcal{D} = \{\mathbf{p} \mid \text{Eqns. (10) – (12)}\}$. 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.

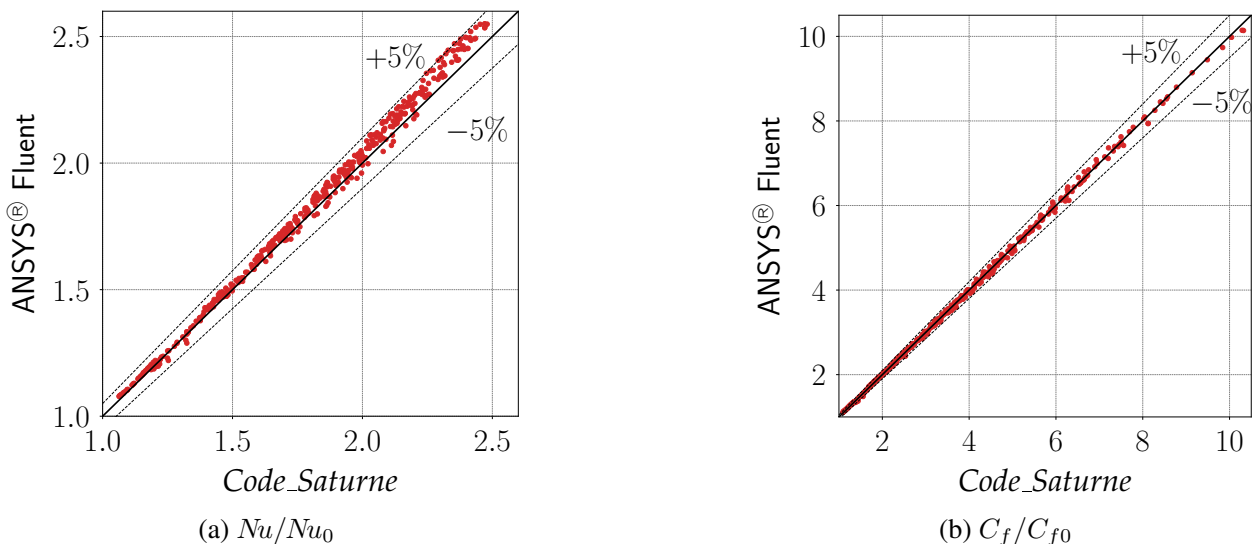


Figure 3 : Comparaison des 441 observations évaluées grâce à ANSYS® Fluent en fonction des observations évaluées par grâce à Code_Saturne pour Nu/Nu_0 (a) et C_f/C_{f0} (b). Les variations à $\pm 5\%$ sont indiquées par les lignes pointillées.

Conformément à de précédents travaux [4], le problème d'optimisation est résolu en combinant l'algorithme génétique NSGA-II à des métamodèles de krigeage alimentés par les solveurs CFD. Un plan d'expériences de 441 observations est utilisé dans la présente étude. Il repose sur une discrétisation de \mathcal{D} décrivant l'espace des paramètres de manière contrôlée et assurant une bonne qualité des métamodèles construits.

4. Résultats

Les 441 observations du plan d'expériences sont évaluées avec les deux solveurs. Deux couples de métamodèles (un pour chaque solveur) sont alors construits. Les métamodèles sont utilisés pour alimenter le NSGA-II et déterminer le front de Pareto du problème précédemment.

4.1. Comparaison des plans d'expériences et des métamodèles

La Figure 3 compare les évaluations des 441 observations effectuées par les deux solveurs. L'écart entre toutes les observations est compris entre $\pm 5\%$. Les écarts moyens pour le nombre de Nusselt et le coefficient de perte de charge sont respectivement de 1.67% et 0.94%. Les deux solveurs fournissent donc une évaluation similaire pour C_f/C_{f0} mais les résultats d'ANSYS® Fluent surestiment légèrement Nu/Nu_0 par rapport à ceux de Code_Saturne, plus particulièrement quand celui-ci est élevé. Ces résultats permettent d'envisager que le changement de solveur ait peu d'influence sur l'évaluation des observations et sur la construction des métamodèles.

4.2. Analyse des résultats de l'optimisation

Les résultats de l'optimisation sont représentés sur la Figure 4. Les deux fronts de Pareto, visibles sur la Figure 4(a), sont relativement semblables. On y remarque la légère surestimation du nombre de Nusselt donnée par ANSYS® Fluent. Toutefois, comme le montre la Figure 4(b), la distribution des individus optimaux dans l'espace des paramètres est très différente. Ce changement de topologie concerne d'abord les groupes pour lesquels $h_{rib}/H = 0.3$, qui sont moins étendus que pour les résultats Code_Saturne et avec des angles ψ plus importants. Ensuite, bien qu'ayant une variation de h_{rib}/H et de $e/2H$ semblable, les formes des individus définis par

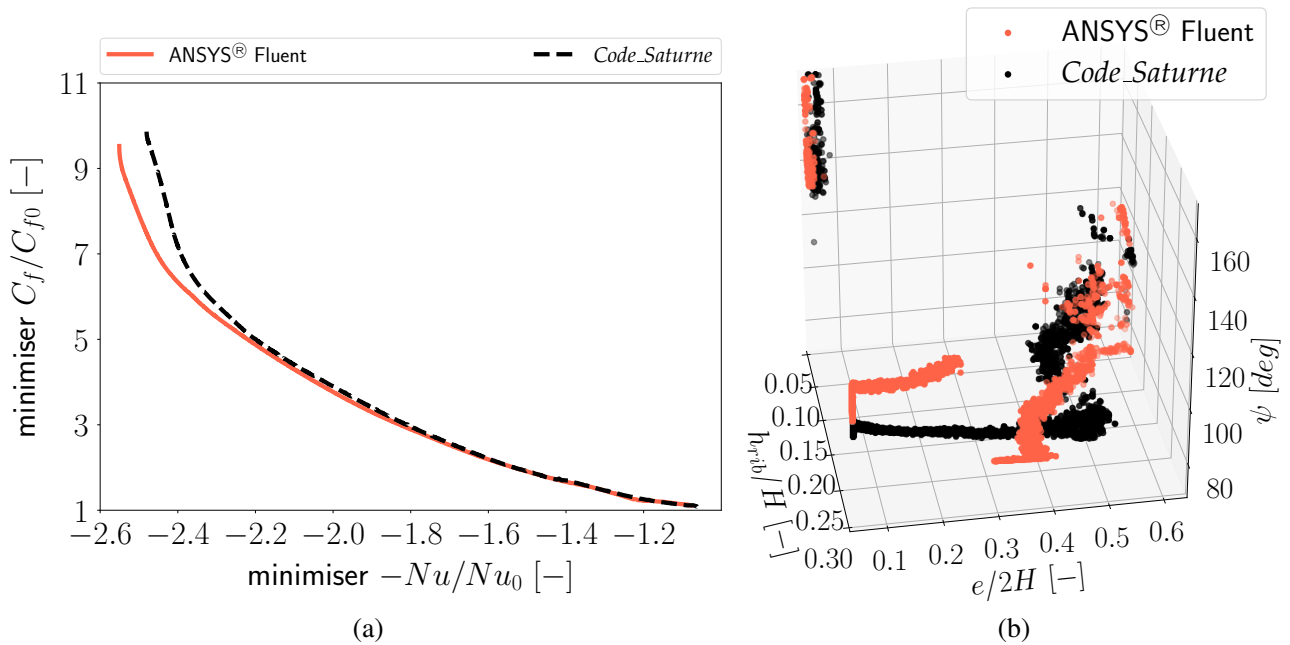


Figure 4 : Résultats de l'optimisation. (a) Front de Pareto - (b) Distribution des individus dans l'espace des paramètres.

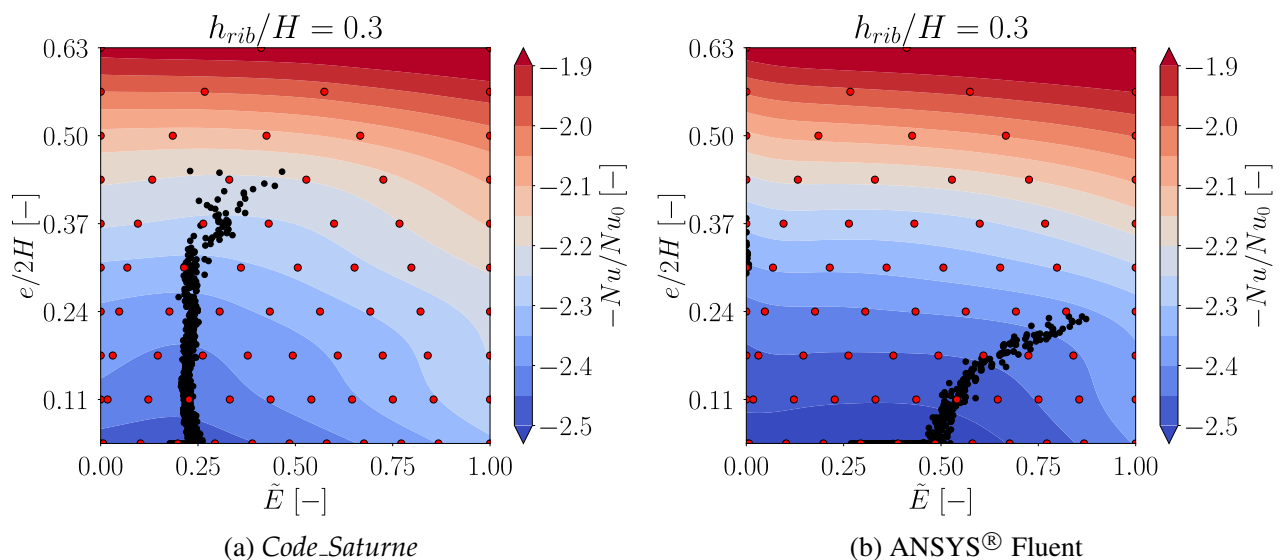


Figure 5 : Courbes de niveaux des surfaces de réponse lorsque $h_{rib}/H = 0.3$ pour le nombre de Nusselt pour les simulations réalisées par Code_Saturne (à gauche) et les simulations réalisées par ANSYS® Fluent (à droite). Les points rouges identifient la position des observations du plan d'expériences et les points noirs celle des individus optimaux.

$e/2H > 0.4$ sont caractérisées par des angles minimaux (équivalents à $\tilde{E} = 0$) pour les résultats ANSYS® Fluent, alors qu'ils sont aux alentours de 120 deg dans l'optimisation reposant sur les simulations Code_Saturne.

Afin de comprendre cette différence de résultats, surprenante à la vue du bon accord des évaluations des observations, les courbes de niveaux du nombre de Nusselt lorsque $h_{rib}/H = 0.3$ sont représentées sur la Figure 5 pour les métamodèles issus de deux solveurs. Dans le cas de Code_Saturne, la zone de minima est localisée autour de $e/2H = 0.045$ et $\tilde{E} \leq 0.3$ et une ligne de "crête" rectiligne y démarrant est visible. Au contraire, dans l'autre cas, la zone de minima est plus étendue et la "crête" suivie par les individus optimaux est caractérisée par des valeurs plus importantes de \tilde{E} . Ainsi pour des ribs ayant une hauteur maximale et une largeur en tête

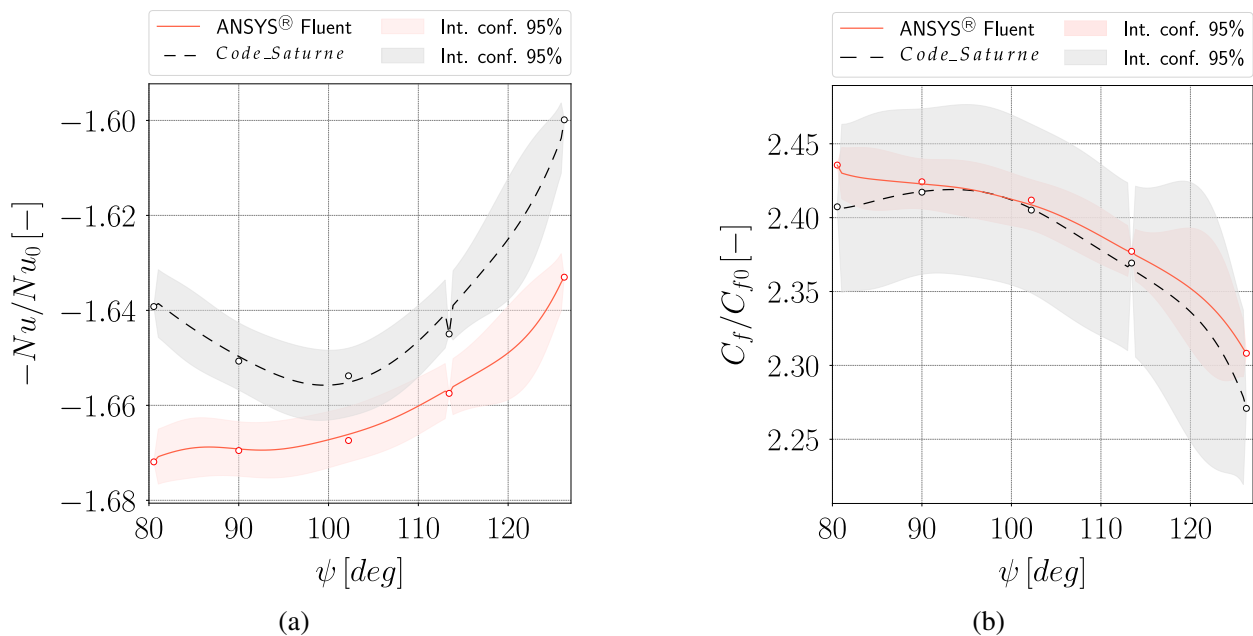


Figure 6 : Évolution des valeurs des objectifs pour $h_{rib}/H = 0.15$ et $e/2H = 0.5$ en fonction de ψ pour Code_Saturne (noir pointillés) et ANSYS[®] Fluent (rouge). Les zones pleines correspondent aux intervalles de confiance à 95% du métamodèle et les points indiquent les observations du plan d'expériences.

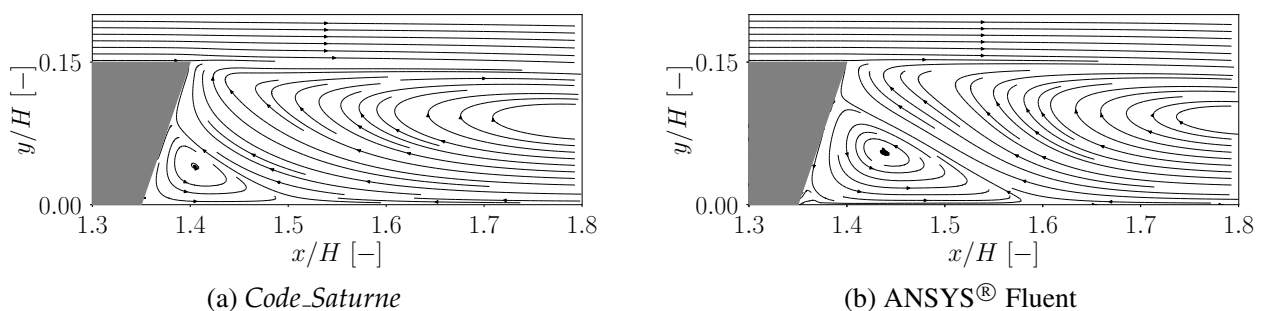


Figure 7 : Lignes de courant en aval du rib défini par $h_{rib}/H = 0.15$, $e/2H = 0.5$ et $\psi = 84$ deg. La recirculation de coin de la simulation Code_Saturne (a) est plus petite que celle obtenue avec ANSYS[®] Fluent (b).

minimale, ANSYS[®] Fluent a tendance à estimer que le nombre de Nusselt est peu dépendant de l'angle ψ ce qui se traduit par l'apparition d'un plateau en fonction de \tilde{E} .

Les individus de chacune des populations optimales caractérisés par $e/2H > 0.4$ sont confondus si ils sont projetés sur le plan $(h_{rib}/H, e/2H)$. Ainsi la différence essentielle entre les deux populations est principalement due à l'angle ψ du rib. Pour une géométrie symptomatique, caractérisée par $h_{rib}/H = 0.15$ et $e/2H = 0.5$, l'évolution des profils des objectifs en fonction de ψ est représentée sur la Figure 6. Les valeurs des objectifs prédits par les métamodèles ANSYS[®] Fluent ont des variations monotones lorsque l'angle augmente, alors que pour les métamodèles Code_Saturne un changement de pente est visible entre 90 deg et 100 deg. Le comportement de C_f/C_{f0} peut être considéré comme similaire entre les deux solveurs car les intervalles de confiance sont étendus et la différence pour $\psi = 80$ deg est inférieure à 1.5%. Les résultats obtenus avec ANSYS[®] Fluent tendent à considérer des ribs optimaux thermiquement pour un angle de 80 deg contre 100 deg pour Code_Saturne. Ceci est cohérent avec les distributions observées dans l'espace des paramètres. Bien que les variations du nombre de Nusselt et du coefficient de perte de charge soient inférieures à 2%, elles ont un impact important sur les résultats de l'optimisation car elles décalent la zone de minima. La Figure 7 compare les

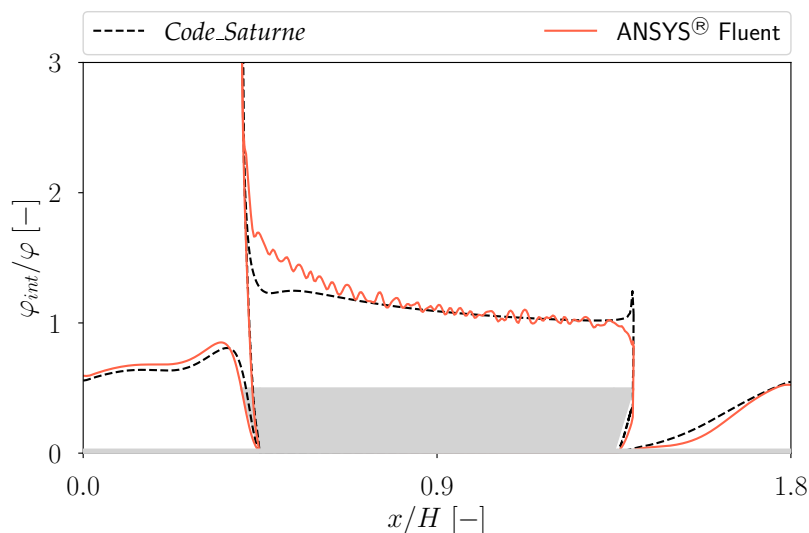


Figure 8 : Densité de flux échangée (normalisée par la densité de flux imposée) le long de l'interface pour Code_Saturne (noir pointillés) et pour ANSYS® Fluent (rouge). Le rib est représenté en gris. L'ordonnée est tronquée à une valeur de 3 pour plus de lisibilité, la valeur maximale étant d'environ 8.

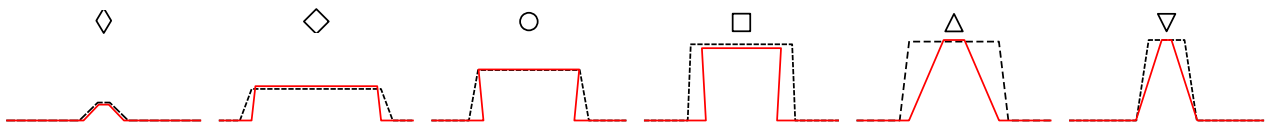


Figure 9 : Comparaison des formes de ribs obtenues suite à l'optimisation Code_Saturne (noir pointillés) et à partir des simulations ANSYS® Fluent (rouge).

lignes de courant en aval du rib pour la forme $h_{rib}/H = 0.15$, $e/2H = 0.5$ et $\psi = 84$ deg pour les deux solveurs. La recirculation dans le coin issue de la simulation Code_Saturne est plus petite que celle obtenue avec la simulation ANSYS® Fluent. C'est une explication probable de la différence d'estimation de Nu/Nu_0 . En effet, cette recirculation tend à entraîner le fluide depuis la paroi vers le cœur de l'écoulement. L'augmentation de sa taille conduit donc à intensifier le transfert thermique [1]. Cette différence de taille pourrait provenir des schémas spatiaux différents (centré et *upwind* de second ordre) ou des différences d'implémentation des modèles.

Comme le montre la Figure 8, l'évolution de la densité de flux échangée à l'interface fluide/solide est également différente pour les deux solveurs. L'influence de la taille de la recirculation est visible sur la surface latérale aval du rib ($x/H = 1.35$), avec une densité de flux plus importante pour la simulation réalisée avec ANSYS® Fluent (en rouge). Le pic de densité de flux en amont du rib est la conséquence d'une vitesse importante au niveau de l'arête. Sur la surface supérieure du rib, la densité de flux échangée issue de la simulation Code_Saturne est moins importante que celle obtenue avec la simulation ANSYS® Fluent. En effet, ANSYS® Fluent prédit dans cette zone une vitesse plus importante. Les oscillations visibles sur l'évolution de φ_{int}/φ pour la simulation ANSYS® Fluent semblent vraisemblablement d'origine numérique.

5. Conclusions

Bien que l'analyse globale de l'écart de résultats entre les observations soit très satisfaisante, la comparaison des solveurs a mis en évidence une différence du résultat de l'optimisation. Toutefois, si l'on observe un nombre fini de formes représentative issues des deux optimisations sur la Figure 9, on remarque que les mêmes tendances sont prédites. En effet, les formes maximisant le transfert (∇) sont hautes et étroites puis plus larges et moins hautes (\circ). Les formes les plus petites sont celles qui génèrent le moins de perte de charge (\diamond). Les deux paramètres

important sont la hauteur du *rib* (h_{rib}) et la largeur en pied (E). Cette différence des résultats met en évidence le rôle important du solveur CFD et la nécessité de réaliser des validations expérimentales pour vérifier les résultats de l'optimisation.

Références

- [1] A. Keshmiri, K. Osman, S. Benhamadouche and 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. A-Appl.* (2016) 1–15.
- [2] L. Wang and 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] K. M. Kim, B. S. Kim, D. H. Lee, H. Moon and H. H. Cho. Optimal design of transverse ribs in tubes for thermal performance enhancement. *Energy*, 35 6 (2010) 2400–2406.
- [4] F. Mastrippolito, S. Aubert, F. Ducros, M. Ferrand and J.-F. Fourmigue. Optimisation de forme multiobjectif d'un échangeur à plaques : approche multiéchelle. *26^{ème} Congrès de la SFT, 29 mai-1 juin 2018, Pau, France* (2018).
- [5] J. Wen, H. Yang, X. Tong, K. Li, S. Wang and Y. Li. Optimization investigation on configuration parameters of serrated fin in plate-fin heat exchanger using genetic algorithm. *Int. J. Therm. Sci.*, 101 (2016) 116 – 125.
- [6] C. Liu, W. Bu and D. Xu. Multi-objective shape optimization of a plate-fin heat exchanger using CFD and multi-objective genetic algorithm. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 111 (2017) 65 – 82.
- [7] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32 8 (1994) 1598–1605.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier Valeo Thermal Systems BG qui a co-financé une partie de ces travaux et expriment leur profonde gratitude aux équipes de EDF R&D pour leur aide dans l'utilisation de *Code_Saturne*.

Étude expérimentale d'une boucle diphasique à plusieurs sources disposées en série

Laura FOURGEAUD^{1*}, Anne CASTELAN¹, Vincent DUPONT¹, Christophe FIGUS²

¹ Institut de Recherche Technologique Saint Exupéry, 3 rue Tarfaya, CS34436, 31400 Toulouse

² Airbus Defence and Space, Mechanical Design Office, 31 rue des cosmonautes, 31402 Toulouse

*(auteur correspondant : laura.fourgeaud@irt-saintexupery.com)

Résumé - Une mini-boucle LHP multi-sources a été développée au sein du projet SOCOOL de l'IRT Saint Exupéry. L'originalité du système est l'utilisation d'un seul évaporateur capillaire, dit "principal" et de plusieurs évaporateurs secondaires placés en série, séparés du principal par un passage dans le condenseur. Les premiers résultats sont concluants au niveau de la viabilité du concept. Cependant, il a été remarqué que le déclenchement de l'ébullition au sein des évaporateurs secondaires était difficilement reproductible, et une surchauffe importante du liquide - c.à.d. un liquide plus chaud que la température de saturation, a été observée. Le démonstrateur a donc été modifié pour accueillir des évaporateurs secondaires plus adaptés à la génération de l'ébullition.

Nomenclature

D	diffusivité thermique, m^2/s	σ	tension superficielle, N/m
L	longueur de l'échangeur, m	ρ	masse volumique, kg/m^3
\dot{m}	débit, kg/s	τ	durée d'échauffement du liquide, s
P	pression, Pa	<i>Indices et exposants</i>	
Q	puissance, W	cond	condenseur
r_i	rayon des interstices, m	ech	échangeur secondaire
S	section de l'échangeur, m^2	eq	équipement principal
T	température, K	liq	liquide
<i>Symboles grecs</i>		sat	saturation
δ	épaisseur de la couche limite thermique, m		

1. Introduction

L'électrification grandissante des avions, couplée à l'augmentation croissante de la densité de puissance des systèmes embarqués, impose le recours à de nouvelles solutions de refroidissement, légères et plus performantes. Les composants électroniques doivent être maintenus en deçà d'une température maximale critique : toute surchauffe est susceptible de les dégrader et de limiter leur durée de vie. Face à ces nouvelles contraintes thermiques, les technologies classiques atteignent leurs limites de fonctionnement.

Pour répondre à ces problématiques, le projet SOCOOL ("SOLutions for COOLing"), mené au sein de l'IRT Saint Exupéry, étudie une mini-boucle diphasique de type LHP (Loop Heat Pipe) pouvant contrôler simultanément la température de plusieurs sources de chaleur.

Des boucles diphasiques associant plusieurs évaporateurs ont déjà été développées dans l'optique de répondre de manière compacte à une problématique de refroidissement multi-sources. Pour tous les cas recueillis dans la littérature [1] - [6], les évaporateurs sont capillaires (et par conséquent, aptes à assurer le pompage du liquide), et disposés en parallèle. Les différences de conception et de performances résident dans le nombre d'évaporateurs et le rôle du réservoir. À titre d'exemples, Van Oost [1] choisit de mutualiser le réservoir, tandis que le démonstrateur de

la NASA [4] en possède autant que d'évaporateurs. Toutefois, l'usage de plusieurs évaporateurs connectés à la même ligne vapeur entraîne des complexités de fonctionnement, la principale difficulté étant de s'assurer du remplissage optimal de chaque évaporateur, de façon à éviter toute dégradation des équipements.

Des mini-boucles de type CPL (Capillary Pumped Loop) associant plusieurs évaporateurs existent également, et semblent plus simples à réguler [7]. Dans ce cas, le réservoir est mutualisé par nature.

Un récent dispositif, breveté par Airbus Defence and Space [8][9], réutilise le concept multi-évaporateurs, mais propose leur association en série. L'originalité de ce système est l'utilisation d'un seul évaporateur capillaire, dit "principal" et de plusieurs évaporateurs secondaires placés en série, séparés du principal par un passage dans le condenseur. Dans une telle configuration, le débit de la boucle est imposé par l'évaporateur capillaire principal. Les autres évaporateurs, non-capillaires, n'assurent aucun pompage du fluide et ne sont dédiés qu'au transfert thermique par changement de phase : ils constituent simplement des échangeurs.

2. Premier dispositif expérimental et résultats préliminaires

Une boucle de ce type a été testée au sein de l'IRT Saint Exupéry [10]. Dans le dispositif, représenté sur la figure 1, le fluide qui sort de l'évaporateur capillaire principal rencontre un premier condenseur, trois échangeurs secondaires en série, un second condenseur, et enfin retourne au réservoir de la boucle, qui est couplé à la partie évaporateur. Les condenseurs sont refroidis par une circulation externe d'eau glycolée, qui permet un maintien à $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ autour de leur température de consigne.

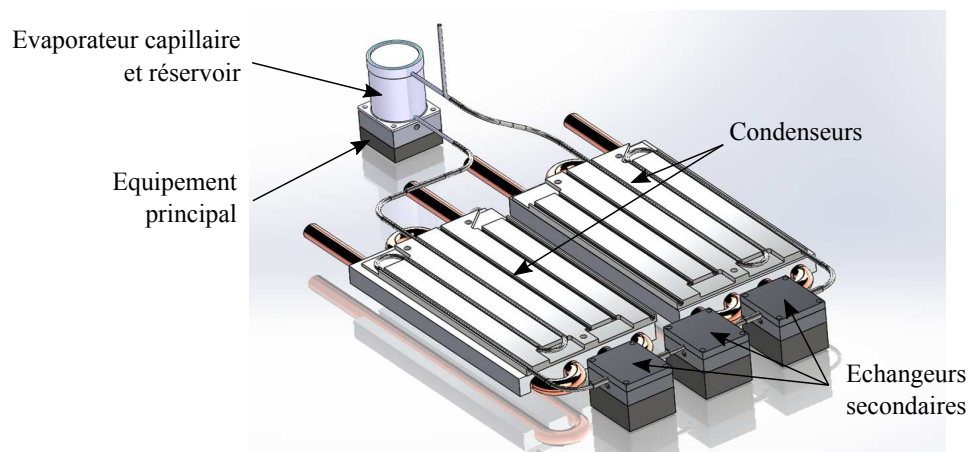


Figure 1 : LHP multi-sources à évaporateurs en série, premier démonstrateur [10]

Les premières conclusions suivantes ont pu être mises en évidence :

- Loin de la limite capillaire, les températures de la boucle (de l'équipement principal, de saturation ou du retour liquide) ainsi que la conductance à l'évaporation, ne sont pas affectées par le nombre d'échangeurs placé en série.
- De la même manière, la puissance peut être répartie aléatoirement sur les trois échangeurs secondaires tant que la somme des puissances appliquées aux échangeurs est inférieure à celle évacuée par l'évaporateur principal et que le fluide est totalement condensé avant d'entrer dans le premier échangeur de la série. Dans tous les cas, la température de l'équipement principal reste stable.

- Lorsque l'ébullition est déclenchée dans les échangeurs, le titre vapeur massique en sortie du dernier échangeur secondaire en série varie en fonction de la puissance appliquée sur les échangeurs et peut atteindre des valeurs élevées (75 - 95%).

Ces résultats démontrent la viabilité du concept. Cependant, il apparaît que le déclenchement de l'ébullition au sein des échangeurs secondaires est très souvent précédé d'une surchauffe importante du liquide, c'est-à-dire d'une hausse de la température du liquide au delà de la température de saturation, sans changement de phase. Le liquide est alors dans un état métastable, et la surchauffe peut se définir de la façon suivante : $\Delta T = T_{ech} - T_{sat}$, où T_{ech} est la température du fluide en sortie d'échangeur, mesuré par un thermocouple placé sur le tube, et T_{sat} est la température de saturation, mesurée au niveau du réservoir et de la sortie vapeur de l'évaporateur principal.

La figure 2 illustre ce phénomène : lors de l'application progressive d'une puissance Q_{ech} sur le premier échangeur secondaire, pour une température de condenseur T_{cond} fixée à 30°C , les températures de l'équipement principal (T_{eq}) et de saturation (T_{sat}) restent stables, mais la température du fluide traversant l'échangeur secondaire T_{ech} (mesurée sur l'enveloppe externe) augmente jusqu'à dépasser largement la température de saturation ($+25^{\circ}\text{C}$ dans ce cas). Le fluide est toujours à l'état liquide dans l'échangeur secondaire, et l'échange de chaleur a lieu selon un mode de convection forcée entre le liquide et la paroi. Brutalement, à $t = 3,6$ heures, l'ébullition convective apparaît et T_{ech} devient égale à la température de saturation.

Le déclenchement de l'ébullition ne se produit pas systématiquement pour la même puissance appliquée, toutes conditions égales par ailleurs. La surchauffe du liquide peut atteindre des niveaux différents, et est susceptible d'endommager les équipements à refroidir. Il est donc nécessaire de la limiter, et d'être capable de prédire sa valeur maximale.

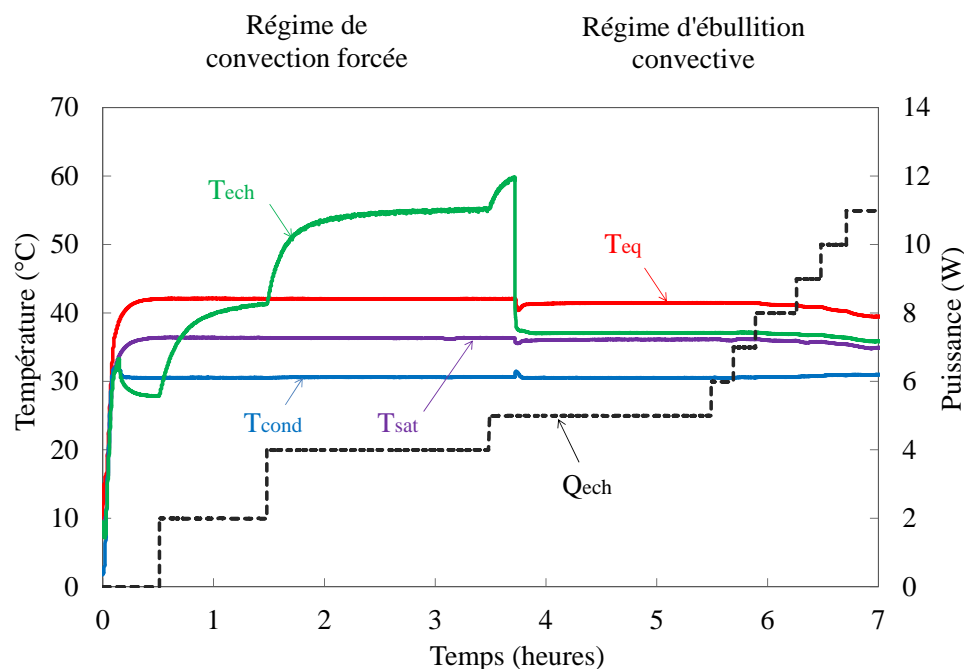


Figure 2 : Évolution des températures et observation du déclenchement de l'ébullition au sein du premier échangeur

La forte surchauffe observée est très probablement liée à la géométrie et à l'état de surface des échangeurs, qui ne sont pas optimisés. En effet, ces échangeurs de première génération sont

simplement constitués du tube de la LHP enserré de deux demi-coques en aluminium (figures 3 et 4) et chauffé par une résistance située dans la demi-coque inférieure. L'ébullition a donc lieu au sein du tube, dont les parois sont très lisses ($Ra \sim 0,1$).

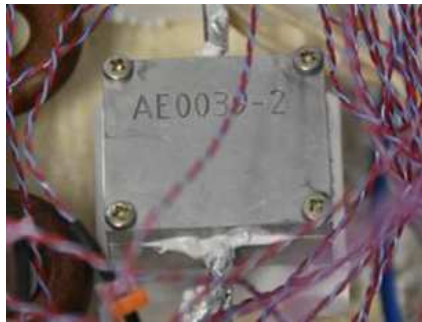


Figure 3 : *Echangeur secondaire*

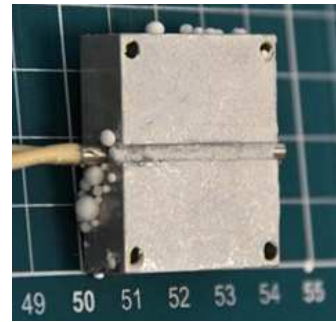


Figure 4 : *Demi-coque de l'échangeur*

Les bulles sont formées à partir de *nucleii* de vapeur, piégés dans les anfractuosités de la paroi chauffée. La puissance apportée élève par évaporation la pression à l'intérieur des bulles de vapeur formées, et fait ainsi croître l'interface liquide-vapeur qui existe au sein de ces anfractuosités de dimension caractéristique r_i :

$$P_{sat}(T_{liq}) - P_{liq} = \frac{2\sigma}{r_i} \quad (1)$$

La température qu'il est nécessaire d'atteindre au niveau des embryons de vapeur pour déclencher l'ébullition est ensuite obtenue en utilisant la courbe de Clapeyron. Pour des tubes d'inox comportant une rugosité interne de 0,1 micron, il est ainsi possible de voir apparaître des surchauffes allant jusqu'à une cinquantaine de degrés avant d'observer le changement de phase. Par ailleurs, le R245fa est très mouillant sur le tube d'inox [11] : la vapeur résiduelle située dans les anfractuosités est facilement chassée par le liquide froid, qui pénètre à l'intérieur des interstices [12]. Les conditions opératoires, représentatives d'un environnement sévère aéronautique ou spatial, imposent par ailleurs un sous-refroidissement important en entrée d'échangeur secondaire. Toutes les conditions sont réunies pour rendre la nucléation difficile. Un changement de géométrie et de matériau a donc été envisagé, de façon à faciliter la génération de bulles. L'objectif de ce travail est d'étudier l'influence de ces nouveaux échangeurs sur le comportement de la boucle, afin de pouvoir, à terme, l'exploiter pleinement pour le contrôle de plusieurs points chauds à forte densité de puissance, dans des environnements confinés et sévères tels que les boîtiers électroniques embarqués à bord des avions.

3. Modification des échangeurs

3.1. Dispositif expérimental amélioré

Le banc développé lors de la première campagne d'essai [13] et décrit au paragraphe précédent a été modifié de façon à accueillir différents types d'échangeurs (figure 5). L'évaporateur principal de la boucle reste le même. Le nombre d'échangeurs est réduit à deux : des vannes sont ajoutées sur la ligne de part et d'autres des nouveaux échangeurs, de façon à permettre leur remplacement par d'autres géométries d'échangeurs. Leurs dimensions extérieures hors tout sont de $30 \times 35 \times 15 \text{ mm}^3$. La boucle comprend toujours les deux condenseurs, qui assurent a minima deux changements de phase du fluide caloporteur utilisé. Le fluide utilisé reste le

R245fa.

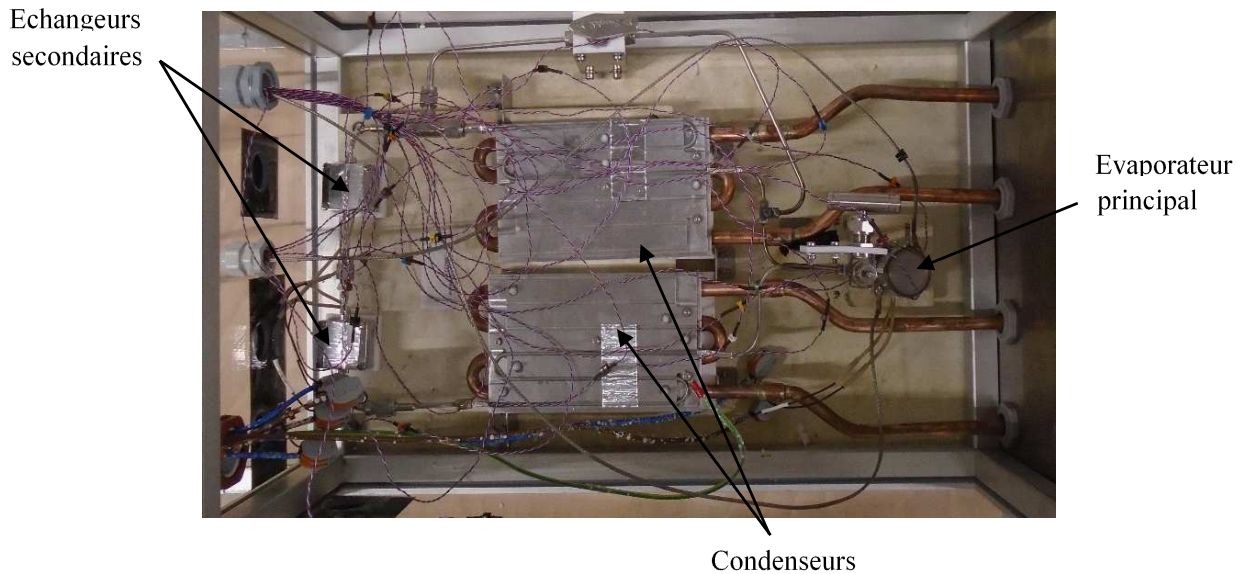


Figure 5 : Dispositif expérimental modifié

Le principe global de fonctionnement de la boucle reste le même : l'évaporateur principal fournit de la vapeur en continu et génère la mise en mouvement du fluide dans la boucle. Ce fluide sous forme gazeuse subit une première condensation (totale ou partielle) à l'intérieur du premier condenseur. Les échangeurs jouent le rôle de sources secondaires intermittentes ou continues. Le fluide est à nouveau vaporisé (partiellement ou totalement) lors de son passage dans les échangeurs, puis atteint le second condenseur et retourne enfin vers le réservoir de l'évaporateur principal.

Les deux condenseurs sont constitués de plaques froides dont les températures sont contrôlées à $\pm 0,5^\circ\text{C}$ par des circuits externes d'eau glycolée. L'évaporateur principal contient une mèche PTFE. La taille des pores est de l'ordre du micron. La source principale est constituée d'une cartouche chauffante insérée dans un bloc d'aluminium, de dimensions $31 \times 31 \times 12,5 \text{ mm}^3$. La puissance maximale délivrée sur la source principale est de 50 W. La ligne parcourt environ 17 cm sur les sections liquide et vapeur de part et d'autre de l'évaporateur, 30 cm dans chaque condenseur et 20 cm le long des deux échangeurs. Afin d'éviter tout transfert thermique vers l'extérieur et toute influence de l'environnement, l'ensemble est glissé dans un boîtier en plexiglas rempli de billes de polystyrène. Le dispositif est instrumenté par 20 thermocouples de type T, collés le long de la ligne et sur les organes principaux, permettant ainsi la mesure des températures de paroi. La finesse de l'épaisseur des tubes permet d'apparenter la mesure de la température de paroi à celle du fluide à l'intérieur. L'étalonnage sur la chaîne de mesure assure une précision de $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Le contrôle et la commande des différentes températures et puissances du banc sont pilotés grâce à un programme LABVIEW.

3.2. Échangeurs améliorés

Les échangeurs testés se présentent sous la forme d'une grande cavité de section rectangulaire, dont la base est recouverte d'un poreux de cuivre (figure 6). La cartouche chauffante est insérée sous le poreux, dans un bloc d'aluminium de 10 mm d'épaisseur. Le bloc chauffant et la cavité de circulation du fluide sont joints par quatre vis et une graisse thermique assure un bon contact entre les deux éléments. Les diamètres de pores se répartissent suivant une gaussienne

centrée sur un pic que l'on estime à 5 microns. Le pompage capillaire de l'évaporateur principal n'est pas perturbé par ce poreux. La surface d'échange, auparavant constituée par le pourtour du tube, est désormais de 20 mm x 20 mm, soit trois fois plus importante que celle des échangeurs précédents.

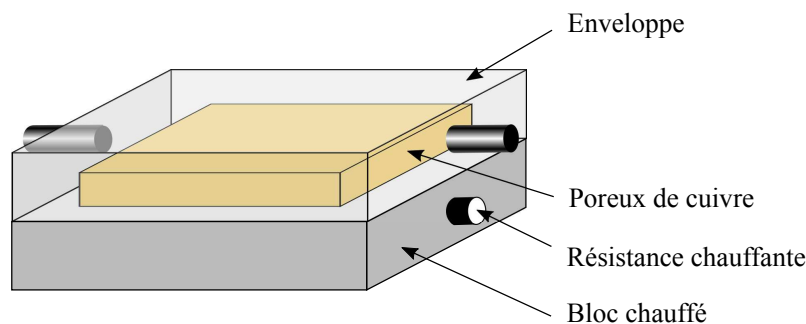


Figure 6 : Géométrie de l'échangeur secondaire de seconde génération

4. Influence sur le déclenchement de l'ébullition

La température des deux condenseurs est stabilisée à une température choisie (0 ou 30°C selon les essais) et une puissance de 15 W est appliquée sur l'évaporateur principal. L'amorçage de la boucle est immédiat. Le débit généré (déduction faite des pertes vers le réservoir et la ligne liquide [10]) est d'environ 250 g/h. Les évaporateurs secondaires (non capillaires) sont dès lors alimentés grâce au pompage externe produit par l'évaporateur principal. Dans un premier temps, une puissance de 0 à 14 W est appliquée par palier de 1 W sur le premier échangeur secondaire. Au maximum, la densité de flux atteint 1,2 W/cm² (trois fois moins que les échangeurs précédents).

Plusieurs tests sont effectués à des températures différentes. Pour chaque essai, l'ébullition est déclenchée. La figure 4 illustre la surchauffe comparée des échangeurs de première et seconde génération. Pour rappel, la surchauffe désigne la température du fluide en sortie d'échangeur secondaire par rapport à la température de saturation. Ainsi, lorsque la puissance apportée par les échangeurs est trop faible pour compenser le sous-refroidissement produit par le condenseur, la température du fluide en sortie d'échangeur reste inférieure à la température de saturation et la surchauffe est négative. Pour les cas testés ($T_{\text{cond}} = 0$ ou 30°C), la surchauffe sur les échangeurs d'ancienne génération est très importante (symboles pleins) : la température des échangeurs atteint la limite de sécurité avant que l'ébullition n'ait été déclenchée. Pour les échangeurs à poreux de cuivre, la surchauffe disparaît à partir de 2 à 4 W appliqués selon les conditions, et de manière plus reproductible (symboles creux). Elle atteint 20°C au maximum.

L'utilisation d'une structure à pores de diamètres autour de 5 microns favorise l'ébullition : la surchauffe de la vapeur nécessaire à la formation des premières bulles est moindre, alors même que la densité de flux appliquée diminue. Cette amélioration s'explique en partie par la modification de l'épaisseur de couche limite thermique au sein des nouveaux échangeurs, qui joue un rôle important dans l'activation des sites de nucléation [13]. En première approximation, l'épaisseur de la couche limite δ est donnée par :

$$\delta \propto \sqrt{D\tau} \quad (2)$$

avec τ la durée d'échauffement du liquide dans les échangeurs et D la diffusivité thermique.

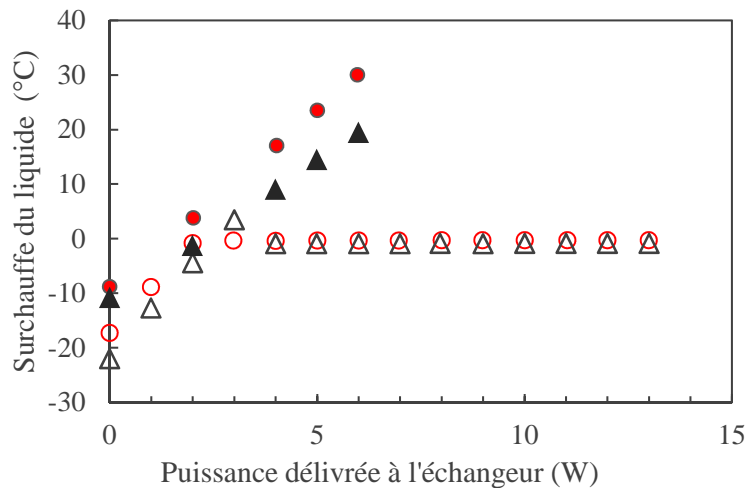


Figure 7 : Surchauffe du liquide en fonction de la puissance apportée à l'échangeur. Les symboles pleins correspondent aux essais avec les échangeurs de première génération, et les symboles creux aux échangeurs améliorés. Losanges, cercles : $T_{cond} = 30^{\circ}\text{C}$; triangles : $T_{cond} = 0^{\circ}\text{C}$.

En explicitant τ en fonction du débit de fluide, il vient :

$$\delta \propto \sqrt{\frac{DLS\rho_{liq}}{\dot{m}}} \quad (3)$$

où L et S sont respectivement la longueur et la section de l'échangeur. Dans les nouveaux échangeurs, la section de passage est plus de trois fois supérieure à celle des précédents. L'épaisseur de la couche limite thermique passe de 0,6 mm à 5 mm et la génération de l'ébullition est ainsi facilitée.

5. Conclusion

Le concept de LHP à multi-évaporateurs associés en série fonctionne. L'utilisation d'échangeurs à pores de cuivre permet un contrôle du déclenchement de l'ébullition avec une surchauffe réduite par rapport aux anciens échangeurs, alors même que la densité de flux est au moins deux fois inférieure. Même si elle n'a pas complètement disparu, la surchauffe est plus reproductible et se produit pour des densités de flux à $\pm 0,25 \text{ W/cm}^2$. La robustesse de l'équipement global est ainsi améliorée. Dans un avenir proche, d'autres géométries d'échangeurs vont être testées, utilisant notamment la rugosité naturelle obtenue par le procédé de fabrication additive.

Références

- [1] S. Van Oost, M. Dubois, G. Bedaert, B. Moschetti, M. Amidieu, High performance capillary loop, operation mapping and applications on STENTOR, *SAE paper no. 961565* (1996)
- [2] Bienert, W.B., Wolf, D.A., Nikitkin, M.N., Maidanik, Y.F., Fershtater, Y., Vershinin, S. and Gottschlich, J.M., Proof-of-feasibility of multiple evaporator loop heat pipes, *Proc. 6th Eur. Symp. On Space Environmental Control Systems* (1997)
- [3] Bugby D., Wrenn K., Wolf D.A, Nikitkin M.N., Maidanik Y.F., Fershtater Y., Vershinin S., et Gottschlich J.M., Proof-of-feasibility of multiple evaporator loop heat pipes, *Proc. 6th Eur. Symp. On Space Environmental Control Sytems* (1997)

- [4] Ku J., Ottenstein L., Douglas D., Hoang T., Multi evaporator Miniature Loop Heat Pipe for small spacecraft thermal control – Part 2 : validation results, *48th AIAA Aerospace Science Meeting, Orlando Florida* (2010)
- [5] Goncharov, K., Golovin, O., Kolesnikov, V., Multi-evaporator Loop Heat Pipe, *AIP Conf. Proc.* 504 (1), (2000)
- [6] Blet N., Bertin Y., Ayel V., Romestant C., Platel V., Experimental analysis of a capillary pumped loop for terrestrial applications with several evaporators in parallel, *Appl. Th. Eng.*, 93 (2016) 1304-1312.
- [7] Qu, Y., Wang, S., Tian, Y., A review of thermal performance in multiple evaporators Loop Heat Pipe, *Appl. Th. Eng.*, (2018).
- [8] Figus C., *Cooling device*, patent WO 2013092386 A1.
- [9] Figus C., Dandaleix L., Hill L. et Barremaecker L., A novel multi-stages loop heat pipe for cooling multiple heat sources, *Proc. 18th Int. Heat Pipe Conf., Jeju, Korea* (2016).
- [10] Fourgeaud L., Mari R., Dupont V. et Figus C., Experimental investigations of a Multi-Source Loop Heat Pipe for electronics cooling, *19th IHPC and 13th IHPS, Pisa, Italy* (2018).
- [11] Kondou C., Nagata R., Nii N., Koyama H., Higashi Y., Surface tension of low GWP refrigerants R1234ZE(Z) and R1233zd(E), *ICR Conf., Yokohama, Japan*, (2015).
- [12] Bankoff S. G., Entrapment of gas in the spreading liquid over a rough surface, *A.I.Ch.E. Journal*, (1958).
- [13] Hsu Y. Y., On the size range of active nucleation cavities on a heating surface, *J. of Heat Transfer* (1962).

A novel inline mixer for highly viscous fluid: the proof of concept

Eliane YOUNES^{1,2*}, Yann MOGUEN², Yves LE GUER², Kamal EL OMARI², Cathy CASTELAIN¹, Teodor BURGHELEA¹

¹Université de Nantes, CNRS, Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, UMR 6607, La Chantrerie, Rue Christian Pauc, B.P. 50609, 44306 Nantes Cedex 3, France

² Univ. Pau & Pays Adour/ E2S UPPA, Laboratoire des Sciences pour l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au Génie Électrique - Fédération IPRA, EA4581, 64000, Pau, France

*(eliane.younes@univ-nantes.fr)

Abstract - The central aim of this paper is to introduce a novel active inline mixer able to efficiently mix highly viscous fluids by laminar chaotic advection. The perturbation of the flow is imposed by three rotating arc-walls in a plane channel. By simple scaling arguments we demonstrate that a good mixing could be obtained corresponding to an optimum value of the Strouhal number that depends solely on the Péclet number and the ratio between angular speed of the walls and axial velocity of the flow. This phenomenological conclusion is corroborated by the results of direct numerical simulations.

Nomenclature

A	area, m ²	<i>Greek symbols</i>	
C	tracer concentration	Δ	depth of protrusion, m
d	diffusion length, m	μ	dynamic viscosity, Pa.s
D	mass diffusivity, m ² /s	ξ	length ratio
L	length, m	ρ	density, Kg/m ³
k	time-averaged velocity ratio	σ	mixing indicator
K	maximal velocity ratio	τ	time unit, s
P	pressure, Pa	Ω	rotational speed, rad/s
Pe	Péclet number	<i>Index and exponent</i>	
R	radius, m	c	cell
Re	Reynolds number	m	mixing
St	Strouhal number	r	residence
t	time, s	t	tangentiel
T	period of rotation, s	0	amplitude
U	inlet velocity, m/s	$*$	non-dimensional parameter
V	velocity, m/s	$-$	time-averaged
W	width, m	min	minimum
y	transversal coordinate, m	max	maximum
		$1, 2, 3$	numbering index

1. Introduction

Mixing of pasty materials in the absence of inertial contributions (i.e. at low Reynolds numbers Re) is primordial to many industrial applications related to food processing, cosmetics, biotechnology and oil field industry. For highly viscous fluids the natural mixing mechanism via molecular diffusion is highly insufficient. Enhancement and reduction of the timescale of mixing could be achieved by generating inertial turbulence in the flow. However, for highly viscous fluids achieving high Re translates into additional energetic costs and risks of degradation of the texture of the final product. Hence, the increase of Re becomes problematic. Yet, a

solution exists which consists of triggering laminar chaotic advection to promote mixing. In a two-dimensional steady flow, laminar chaotic advection may be triggered by a time dependent forcing of the flow [1].

Given the two available options of batch [1, 2] and open flow inline mixers [3], we chose the latter for several reasons: high production rates and a reduction of operating time by eliminating filling and pump-out cycles. Inline mixers may be either passive [4, 5] or active [6, 7, 8]. In this study, we focus on a two-dimensional active inline mixing concept.

Traditional inline mixers currently used in industries remain to this day not fully optimised, essentially because the mixing is carried out throughout the entire length of the flow channel by using moving objects [9, 10]. When the mixing length becomes larger than required, several drawbacks appear. For instance, degradation of the product could be triggered by over-mixing, not to mention the increased final product price to compensate the additional input energy during the over-mixing.

Given the above mentioned reasons, we propose in the current study a novel active inline mixer with three rotating arc walls aimed to locally mix highly viscous fluids. The paper is organised as follows. The concept of the rotating arc walls mixer is introduced in Sec. 2.1. Simple scaling arguments for the concept of the rotating arc-walls mixer are presented in Sec. 2.2. Preliminary numerical simulations which fully corroborate the theoretical arguments are detailed in Sec. 2.3. The paper closes with a summary of the main conclusions and several perspectives, Sec. 3.

2. The rotating arc-walls mixer

2.1. Design of the rotating arc-walls mixer

A sketch of the rotating arc-walls mixer (RAW mixer) is illustrated in Fig. 1. The RAW mixer is composed of a plane channel of width W and length $L = 5W$, with three circular cylinders of equal radii $R = \frac{W}{2}$ having their axis of rotation perpendicular to the plane of the channel. The cylinders penetrate into the channel with a depth of protrusion $\Delta = \frac{W}{6}$.

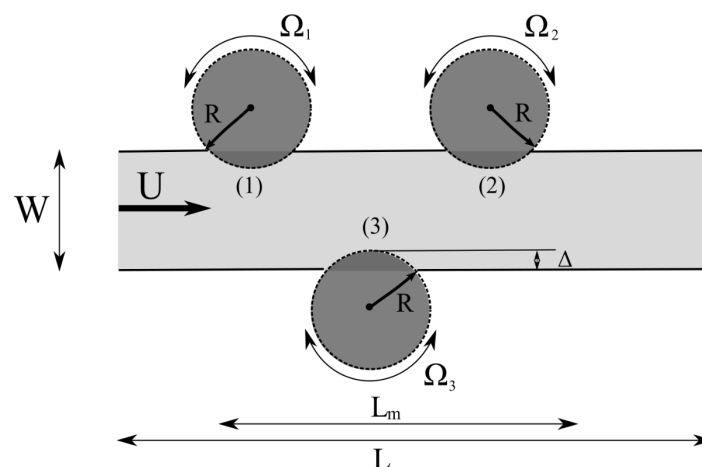


Figure 1 : Top view of the rotating arc-walls mixer.

Chaotic mixing is developed by modulating the rotational speed of the cylinders in relation

with the mean input velocity U . The three cylinders oscillates at the same period T and amplitude Ω_0 . The upper ones are synchronized $\Omega_{1,2}(t) = \Omega_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)$ while the rotation of the bottom one is phase shifted by an angle of π , $\Omega_3(t) = -\Omega_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)$.

2.2. Scaling arguments to predict the mixing condition

The mixing problem is governed by the following non-dimensional numbers:

1. The Péclet number defined as $Pe = \frac{UW}{D}$ where U the incoming mean flow speed and D the molecular diffusion coefficient.
2. The Strouhal number defined as $St = \frac{W}{TU}$ where T is the period of rotation of the arc-walls.
3. The velocity ratio $k = \frac{\overline{V}_t}{U}$ represents the ratio of the time-averaged tangential speed of the rotating arc-walls \overline{V}_t to the mean inlet velocity U .
4. The non-dimensional mixing length introduced as $\xi = \frac{L_m}{W}$ where L_m is the length of the mixing zone, see Fig. 1.

The interface between two fluids is initially located at mid-width of the channel. We assume that to insure an efficient mixing the displacement of a fluid particle initially located near a wall should exceed half of the channel width $\frac{W}{2}$ during half a period $\frac{T}{2}$. This condition translates into a first inequality:

$$k \geq St \quad (1)$$

The idea behind the RAW mixer concept is that the cylinders will generate chaotic Lagrangian structures in the flow. The chaotic advection will stretch, fold and split fluid elements down to the scale:

$$d = \frac{W}{2^n} \quad (2)$$

Here d is the characteristic diffusion length and $n - 1$ is the number of stretching and folding cycles undergone by the fluid elements. Then, the corresponding characteristic time for diffusion after $n - 1$ cycles is:

$$t_m = \frac{d^2}{D} = \frac{W^2}{4^n D} \quad (3)$$

A phenomenological condition for the mixing of two fluid elements to be efficient is that the characteristic mixing time t_m should be smaller or equal to the characteristic residence time t_r in the mixing zone.

$$t_m \leq t_r \quad (4)$$

The characteristic residence time may be estimated as $t_r = \frac{L_m}{U}$. Then, the mixing condition (4) becomes:

$$n \geq \frac{1}{\ln(4)} \ln\left(\frac{Pe}{\xi}\right) \quad (5)$$

At this point, we find it useful to write the characteristic residence time t_r as: $t_r = nT + \delta t$ where $0 \leq \delta t \leq T$. With the mixing conditions (1) and (5) we obtain:

$$k \geq \frac{1}{\xi \ln(4)} \ln \left(\frac{Pe}{\xi} \right) \quad (6)$$

We define the tangential speed of a cylinder as $\bar{V}_t = \bar{\Omega}R$ where $\bar{\Omega}$ is the angular speed of a rotating cylinder averaged over the characteristic residence time of a fluid particle in the mixing zone:

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{t_r} \int_0^{t_r} \Omega_0 \left| \sin \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right| dt \quad (7)$$

From the inequality (6) and Eq. (7), we obtain the following mixing condition:

$$K \geq \frac{\pi St}{\ln(4)} \frac{\ln \left(\frac{Pe}{\xi} \right)}{2n + \sin^2(\pi \xi St)} \quad (8)$$

Here K is defined by $K = \frac{\Omega_0 R}{U}$.

Fig. 2(a) displays the theoretical mixing surface defined by the correlation (8) for $n = 1$ and $\xi \approx 2$. For any given Pe , the space (St, K) may be divided in two regions by a curve $K = K(St)$ which has a local minimum, Fig. 2(b). The region of the space (St, K) above this curve corresponds to good mixing whereas the region below corresponds to poor mixing.

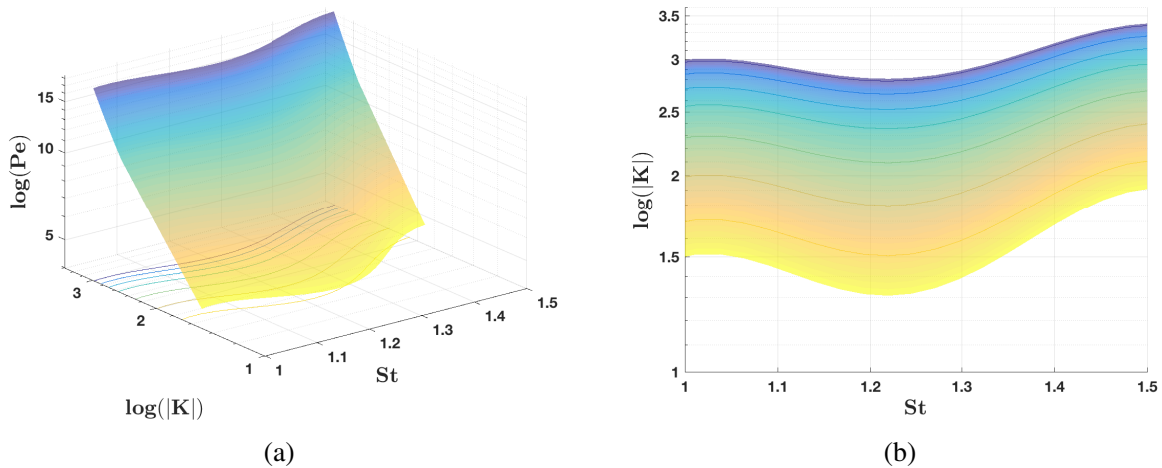


Figure 2 : (a) Mixing efficiency surface based on correlation (8). (b) Projection of the mixing surface onto $(St - K)$ plane. Different colours/contours refers to different Pe .

To achieve better mixing, it is evident that the Strouhal number St should be increased by simply decreasing the period of rotation T (faster forcing). However, from the analytical solution given in (8), there exists an optimal Strouhal number St , beyond which the increase of St results in a decrease of fluid displacement and thus in a loss of the mixture quality.

It is important to mention that several minima exist corresponding to different ranges of Strouhal number meaning that for each range of St the rotational speed of the cylinders should be adapted to the mean inlet velocity of the flow.

2.3. Numerical simulations

To validate the simple physical arguments presented in Sec. 2.2., two-dimensional direct numerical simulations were performed using a CFD code developed in-house already validated in a number of previous studies [11, 12, 13]. The non-dimensional continuity (9), momentum (10) and advection-diffusion (11) equations were solved for a time-dependent laminar incompressible newtonian fluid flow.

$$\nabla \cdot \mathbf{V}^* = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{V}^* \cdot \nabla) \mathbf{V}^* = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla \cdot ((\nabla \mathbf{V}^*) + (\nabla \mathbf{V}^*)^T) \quad (10)$$

$$\frac{\partial C^*}{\partial t^*} + \mathbf{V}^* \cdot \nabla C^* = \frac{1}{Pe} \nabla^2 C^* \quad (11)$$

Here $C^* = \frac{C - C_{min}}{C_{max} - C_{min}}$ ($C_{min} = 0$ and $C_{max} = 1$), $\mathbf{V}^* = \frac{\mathbf{V}}{U}$ and $t^* = \frac{t}{\tau}$ are respectively the dimensionless concentration, velocity and time. τ is the unit time $\tau = \frac{W}{U}$.

2.3.1. Numerical method and mixing indicator

The equations (9, 10, 11) are solved by the means of an unstructured finite volume method using an unstructured finite grid of 24 000 cells (tetrahedral, hexahedral) generated by the open-source code Gmsh [14]. The grid independence of the numerical results was tested by comparing simulations performed with various grid refinements.

The concentration field is initially distributed as:

$$\begin{cases} C^* = 0 & \text{for } 0 \leq y^* \leq \frac{1}{2} \\ C^* = 1 & \text{for } \frac{1}{2} \leq y^* \leq 1 \end{cases} \quad (12)$$

Here $y^* = \frac{y}{W}$ is the non-dimensional coordinate in a direction transversal to the mean flow.

One classical measure for the degree of homogeneity of the mixture is the standard deviation of the concentration C defined as:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{\sum_c A_c} \sum_c A_c (C_c^* - C_m^*)^2} \quad (13)$$

Here C_c is the concentration in the mesh cell, A_c is the area of the mesh cell and C_m^* in the mean concentration in the entire region calculated as:

$$C_m^* = \frac{1}{\sum_c A_c} \sum_c A_c C_c^* \quad (14)$$

The standard deviation of the scalar field calculated in a zone of width $0.285 W$ located downstream of the three cylinders and averaged on the last five periods of rotation.

2.3.2. Fluid properties and boundary conditions

Two identical Newtonian fluids with a density $\rho = 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$, a dynamic viscosity $\mu = 1 \text{ Pa.s}$ and a molecular diffusion $D = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ are considered as working fluids.

A Poiseuille velocity profile is imposed at the inlet and no-slip boundary condition is prescribed at the solid walls.

The rotational speed of the cylinders 1 and 2 on the top wall varies in time according to:

$$V_{t_{1,2}}^*(t^*) = K \sin(2\pi St t^*) \quad (15)$$

The cylinder 3 on the bottom wall is phase shifted by π with respect to the oscillation of the first two cylinders:

$$V_{t_3}^*(t^*) = -K \sin(2\pi St t^*) \quad (16)$$

2.3.3. Numerical results

We show in Fig. 3(a) the temporal evolution of the scalar field along the RAW mixer. These results refer to $St = 1$, $K = 40$, $Re = 1$ and $Pe = 10^6$. It is clear that the mixing is progressively achieved as the fluid traverses the channel and as the time passes.

As time progresses one notes the formation of Lagrangian coherent structures in the flow separated by a hyperbolic points essential for the mixing of two fluids by laminar chaotic advection.

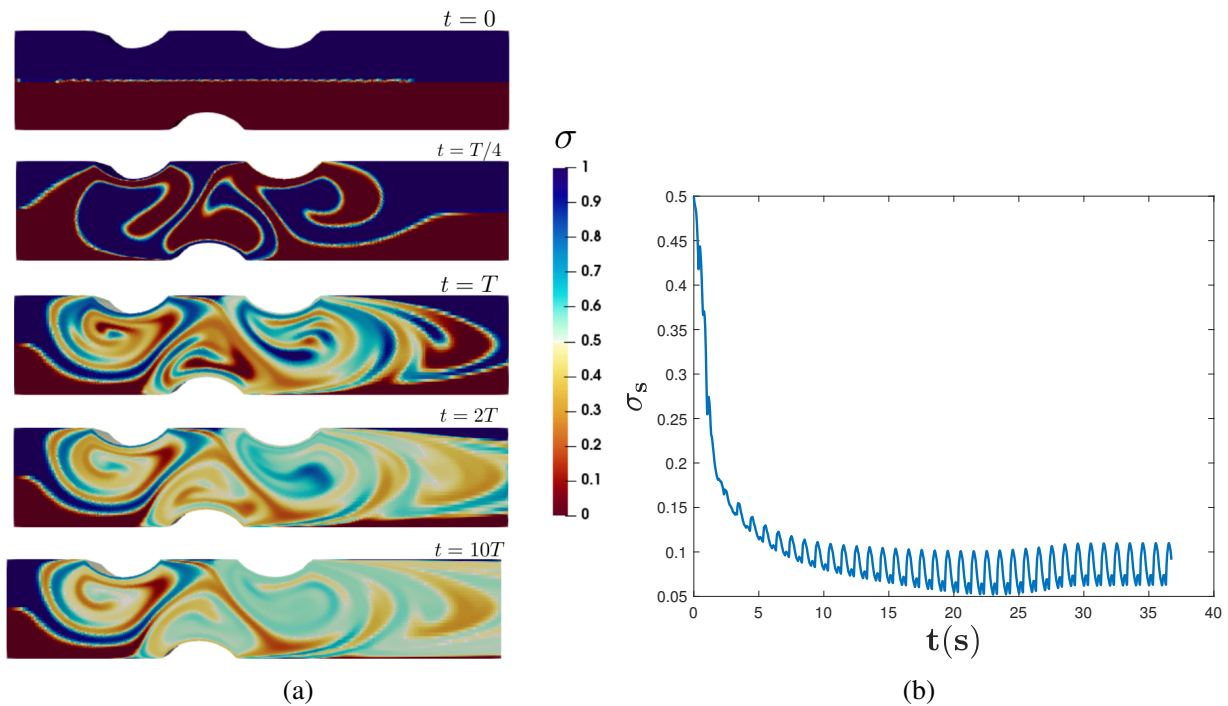


Figure 3 : (a) Temporal evolution of the scalar field along the RAW mixer. (b) Temporal evolution of the standard deviation σ of the scalar field.

The mixing efficiency defined as the standard deviation σ of the scalar field C is presented in Fig. 3(b). It decreases from 0.5 at $t = 0$ when the two fluids are separated by a straight interface to a value close to zero after a finite time when the two fluids are perfectly mixed.

The simulations are repeated for several St and K at a fixed $Re = 1$ and $Pe = 10^6$. The mixing efficiency results of 96 interpolated numerical simulations are summarised in Fig. 4.

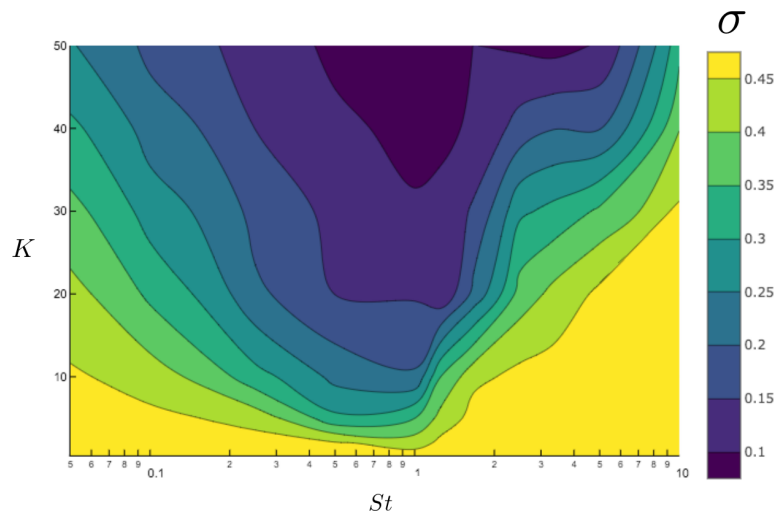


Figure 4 : Variation of the standard deviation of the scalar field C according to the Strouhal number and the velocity ratio at constant $Re = 1$.

The mixing efficiency map presented in Fig. 4 indicates the existence of an optimal St as theoretically predicted and an increase of the mixing efficiency when K is increased.

3. Conclusions, outlook

The objective of this study was to efficiently mix highly viscous fluids at minimal energetic costs. This was achieved by implementing a novel type of inline mixer that uses the laminar chaotic advection as a mechanism to mix such viscous fluids by generating Lagrangian coherent structures. Three rotating arc-walls induce an unsteady perturbation of the flow essential to achieve efficient mixing in a two dimensional system.

Simple scaling arguments prove the feasibility of the mixing strategy. We derived analytically an optimum mixing condition in terms of angular speed of the walls, Strouhal number and Péclet number.

To reinforce the theoretical predictions, numerical simulations were performed. The numerical results confirmed the existence of an optimum Strouhal number and thus the validity of our simplified physical model.

This study helped us to understand the physics underlying the transport process and highlighted the role of the different parameters involved. The next step is to study experimentally the mixing efficiency of the RAW mixer.

This novel inline mixer could be later used to homogenise the temperature of two fluids injected at different temperatures which is relevant for many industrial applications. The temperature could be considered as a passive scalar field if the gravity has no effect or the fluid is thermo-independent. As in this case there exists no temperature stratification along the vertical direction, the buoyancy effects may be neglected. Furthermore, pasty materials are weakly thermo-dependent within specific ranges of temperatures. Then, our scaling arguments as well as our numerical simulations remain valid. However, for larger intervals of temperature, viscous fluids might be thermo-dependent and velocity fields could be affected. Hence, the next step is to study the effect of this thermo-dependency on the temperature homogeneity induced by the mixing.

References

- [1] H. Aref, The development of chaotic advection. *Physics of Fluids*, 14-4 (2002) 1315-1325.
- [2] D. Patel, F. Ein-Mozaffari, M. Mehrvar, Characterization of the continuous-flow mixing of non-Newtonian fluids using the ratio of residence time to batch mixing time, *Chemical Engineering Research and Design*, 91-7 (2013) 1223-1234.
- [3] H. A. Kusch, J. M. Ottino, Experiments on mixing in continuous chaotic flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 236 (1992) 319-348.
- [4] M. Khosravi Parsa, F. Hormozi, D. Jafari, Mixing enhancement in a passive micromixer with convergent-divergent sinusoidal microchannels and different ratio of amplitude to wave length, *Computers and fluids*, 105 (2014) 82-90.
- [5] O. Baskan, H. Rajaei, M. Speetjens, F. M., H. J. H. Clercx, Scalar transport in inline mixers with spatially periodic flows, *Physics of Fluids*, 29-1 (2017) 013601.
- [6] M. H. Oddy, J. G. Santiago, J. C. Mikkelsen, Electrokinetic Instability Micromixing, *Analytical Chemistry*, 73-24 (2001) 5822-5832.
- [7] L. H. Lu, , S. K. Ryu, C. Liu, , A magnetic microstirrer and array for microfluidic mixing, *Journal of microelectromechanical systems*, 11-5 (2002) 462-469.
- [8] T. J. Ober, D. Foresti, J. A. Lewis, Active mixing of complex fluids at the microscale, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112-40 (2015) 12293-12298.
- [9] T. A. Kingston, T. J. Heindel, Granular mixing optimization and the influence of operating conditions in a double screw mixer, *Powder Technology*, 266 (2014) 144-155.
- [10] D. R. Lester, M. Rudman, G. Metcalfe, Low Reynolds number scalar transport enhancement in viscous and non-Newtonian fluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52- 3-4 (2009) 655-664.
- [11] K. El Omari, Y. Le Guer, Laminar mixing and heat transfer for constant heat flux boundary condition, *Heat and Mass Transfer*, 48-8 (2012) 1285-296.
- [12] K. El Omari, Y. Le Guer. Alternate rotating walls for thermal chaotic mixing. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53-1 (2010) 123-134.
- [13] K. El Omari, Y. Le Guer, Thermal chaotic mixing of power-law fluids in a mixer with alternately rotating walls, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 165-11 (2010) 641-651.
- [14] C. Geuzaine, J. Remacle, Gmsh: A 3-d finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 79-11 (2009) 1309-1331.

Acknowledgements

We acknowledge the Agence Nationale de la Recherche (ANR) for the financial support via project NaiMYS (ANR-16-CE06-0003).

Etude expérimentale d'un prototype d'échangeur de chaleur intégrant la fonction de pompage

Julien FONTAINE^{1,2}, Pascal LAVIEILLE¹, François PIGACHE¹, Frédéric TOPIN²,
Marc MISCEVIC^{1*}

¹Laboratoire PLAsma et Conversion d'Energie (LAPLACE), UMR CNRS 5213 – Université Paul Sabatier (UPS) – 118, route de Narbonne – 31062 Toulouse Cedex 9.

²Laboratoire IUSTI, UMR CNRS – Aix-Marseille Université (AMU) – 5 rue Enrico Fermi – 13453 Marseille Cedex

(*auteur correspondant : marc.miscevic@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - Les progrès technologiques visant à améliorer les caractéristiques de débit et de transfert de chaleur dans de nombreux procédés présentent un grand intérêt. De nombreux systèmes à hautes performances exigent simultanément compacité, efficacité et contrôle du transfert de chaleur. Dans cette perspective, un nouveau concept de micro-échangeur de chaleur a été proposé pour le refroidissement de dispositifs électroniques. Le but de cette communication est de déterminer expérimentalement la capacité d'un tel échangeur de chaleur impliquant une déformation dynamique d'une de ses parois à refroidir un microprocesseur. La déformation est générée par trois actionneurs piezoélectriques capables de générer des déformations de plusieurs centaines de micromètres à des fréquences de quelques dizaines de Hz. Jusqu'à cette étape des investigations expérimentales, plusieurs commentaires peuvent être proposés en fonction des observations :

- Le débit massique obtenu est d'environ 3 g/s , conformément aux attentes.
- Le débit massique ne dépend pas linéairement de la fréquence de fonctionnement.
- L'évaluation de la conductance thermique moyenne révèle des performances améliorées par rapport à une solution passive.

Nomenclature

c	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	Φ	flux de chaleur, W
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
T	température, K	e	entrée
<i>Symboles grecs</i>		s	sortie
ϕ	déphasage entre les actionneurs, $^\circ$		

1. Introduction

Depuis la première puce microprocesseur développée en 1971 (Intel 4004), la taille des transistors n'a cessé de diminuer pour atteindre aujourd'hui un facteur 1000 (Loi de Moore). Dans le même temps, la fréquence d'horloge a augmenté d'un facteur 10000 (Figure 1). Ces deux aspects ont contribué à l'accroissement colossal de la densité de puissance de ces microprocesseurs. Toutefois, depuis 2005 la fréquence d'horloge et la densité de puissance stagnent (à quelques GHz et environ 1 W.mm^{-2}). Il ne s'agit pas à proprement parler de l'effet d'une limite technologique, puisque durant des phases temporaires, un mode de fonctionnement boost permet de fonctionner à une fréquence d'horloge supérieure (overclocking), ceci dans le but de gérer au mieux un pic de charge de calcul. Ce mode est interrompu dès lors que les échanges thermiques ne sont plus suffisants pour conserver une température non préjudiciable au composant. En conséquence depuis les années 2000, de nombreux efforts sur les architectures (multi-coeurs), les micro-architectures, les solutions logiciels ou les tensions d'alimentation

permettent de continuer à accroître les performances tout en limitant les pertes énergétiques et donc également la consommation électrique. Pour les micro-processeurs, les conséquences d'une élévation de température sont multiples. Outre la diminution des performances et la possible destruction du composant à haute température, le taux de défaillance augmente exponentiellement suivant la loi d'Arrhenius [1]. De même, la consommation de ces composants croît exponentiellement en fonction des pertes [2].

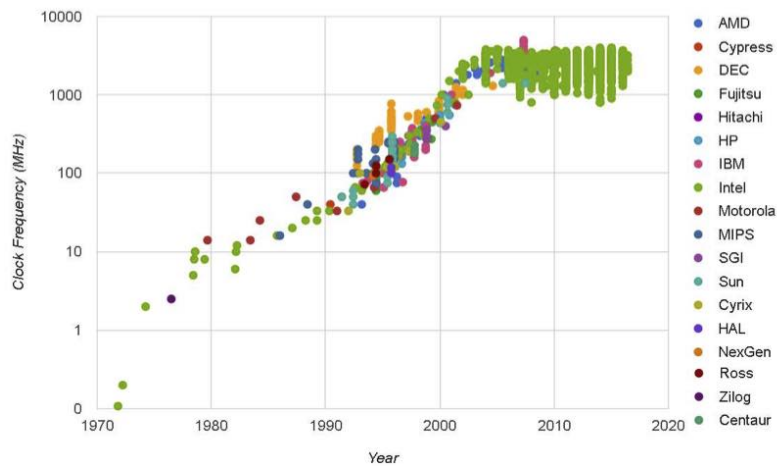


Figure 1 : Evolution de la fréquence de fonctionnement des microprocesseurs de 1971 à 2016 [3]

Face à ces besoins de refroidissement, de contrôle en température, d'intégration et de réduction de la consommation, il existe un intérêt indéniable à s'engager dans le développement de nouvelles solutions de refroidissement efficaces. Les travaux détaillés dans cette communication portent sur une solution nommée *OnduloTrans* ; il s'agit d'un concept d'échangeur-pompe qui a pour vocation d'améliorer significativement les échanges thermiques sans créer de pertes de charge au sein de la boucle fluide, en intégrant la fonction de pompage en son sein. Pour cela, l'une des parois du canal est déformée par des actionneurs de façon à générer une onde progressive et ainsi transmettre de la quantité de mouvement et favoriser le mélange. Si l'intérêt d'un tel concept a été établi d'un point de vue numérique [4, 5, 6, 7], la démonstration expérimentale n'a pas encore été obtenue et fait l'objet de cette communication.

2. Moyens expérimentaux

Un prototype a été réalisé dont les dimensions externes sont $65 \times 63 \times 25 \text{ mm}^3$. Le canal dans lequel circule le fluide au sein de ce prototype est un canal plan de faible épaisseur dont la paroi inférieure est fixe et la paroi supérieure est une membrane souple. Cette dernière peut être déformée de façon dynamique grâce à 3 actionneurs de type piezoélectrique flexionnel travaillant en traction (APA400M de Cedrat Technology, Figure 2). Ils ont été choisis du fait de leur excellent rapport hauteur/déplacement parmi les actionneurs disponibles dans le commerce. La membrane est quant à elle un film polyester (PET) d'épaisseur $250 \mu\text{m}$, de module de Young 4 GPa et de limite élastique 80 MPa . Le fond de canal, d'une épaisseur de 6 mm, est usiné en cuivre afin d'assurer une bonne conductivité thermique et un rôle de diffuseur thermique (Figure 3). Trois thermocouples de type K gainés inox de 0.5mm de diamètre (précision de 0.2°C après étalonnage) sont insérés dans ce socle pour les mesures de la température sur l'axe central de la paroi. La figure 4 montre les actionneurs collés sur la membrane et montés dans leur support (photo sans le socle et le capot). Les actionneurs, lorsqu'ils sont alimentés électriquement, "tirent" sur la membrane (Fig. 5). La raideur de la structure de chaque actionneur impose le retour à la position initiale lorsque l'alimentation électrique est interrompue.



Figure 2 : Photographie d'un actionneur APA400M de CEDRAT TechnologieTM

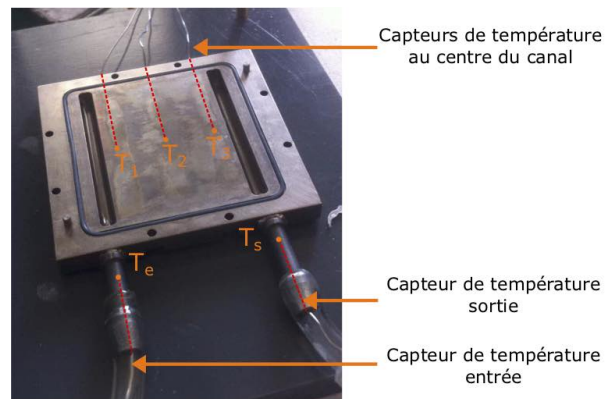


Figure 3 : Photographie du socle du prototype : les rainures de gauche et de droite jouent le rôle respectivement de distributeur et de collecteur.

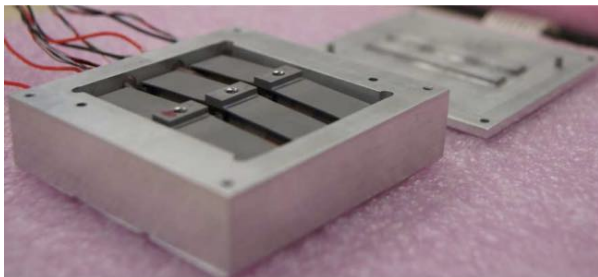


Figure 4 : Photographie du prototype lors de son assemblage : les trois actionneurs montés dans l'entretoise métallique

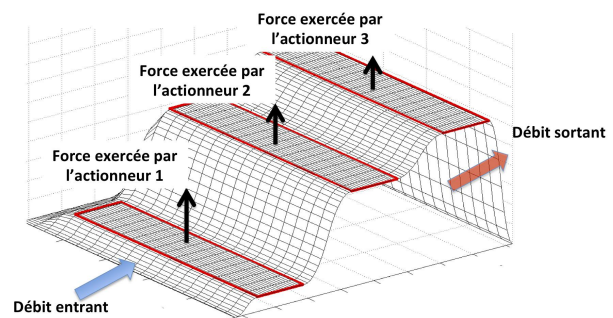


Figure 5 : Schéma de principe du fonctionnement de l'actionnement : les actionneurs 2 et 3 sont déphasés respectivement de ϕ_{12} et ϕ_{13} par rapport à l'actionneur 1.

La figure 6 montre le schéma de principe du banc d'essais dans lequel est inséré le prototype d'échangeur : la pression à l'entrée et à la sortie du canal est imposée en ajustant la position verticale des deux réservoirs à niveau constant. Ces hauteurs sont réglables et peuvent être modifiées selon les besoins pour une expérience donnée. La différence de pression imposée entre l'entrée et la sortie du canal au cours des différentes campagnes expérimentales considérées dans cette communication est nulle (réservoirs à la même altitude, avec une incertitude de 2mm).

Le fluide parcourt le circuit de la manière suivante :

- Le liquide est dans le réservoir 1. Il est pompé dans le réservoir 2 dont le niveau est maintenu constant par un système de trop-plein qui renvoie l'excès de liquide dans le réservoir de stockage 1.
- Un écoulement est obtenu dans le canal par le pompage induit par la déformation dynamique de la membrane lors de la mise sous tension des actionneurs.
- Le fluide s'écoule de la sortie du canal vers le réservoir 3 dont le niveau est également maintenu constant par un système de trop-plein qui renvoie le liquide en excès dans le réservoir de stockage 1.
- La vanne trois voies C permet au fluide de s'écouler du réservoir 3 vers le réservoir 1 ou vers la balance lorsqu'on souhaite mesurer le débit.

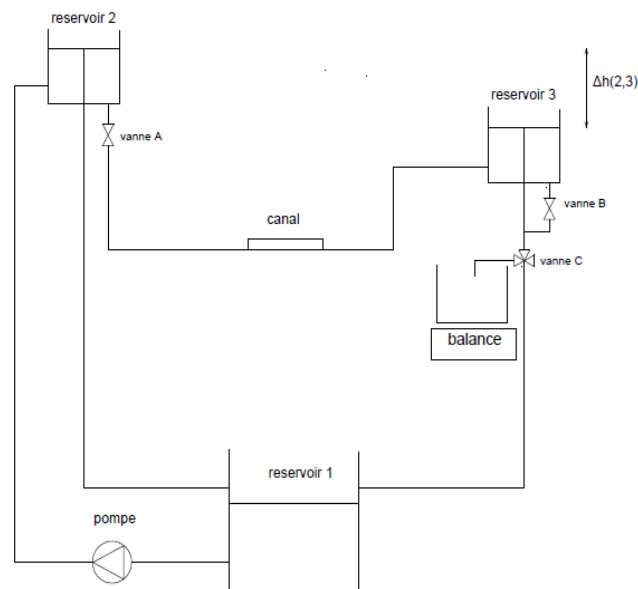
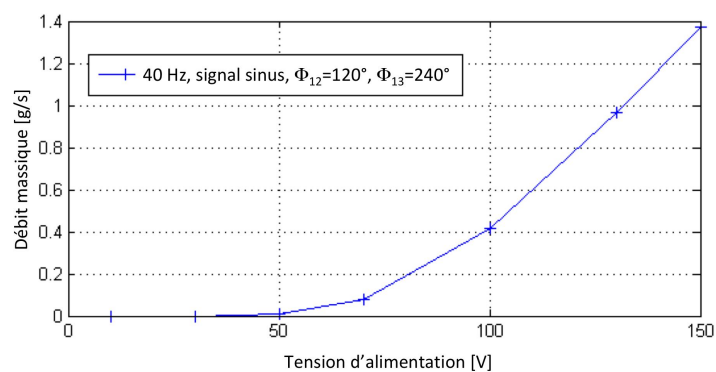


Figure 6 : Schéma de principe du banc expérimental


 Figure 7 : Débit obtenu grâce à l'actionnement en fonction de la tension d'alimentation des actionneurs (fréquence = 40Hz; $\phi_{12} = 120^\circ$; $\phi_{13} = 240^\circ$)

3. Capacité de pompage

L'amplitude de l'alimentation en tension influence directement l'amplitude du déplacement des actionneurs, et donc l'ouverture du canal. Un exemple de cette influence de la tension d'alimentation sur le débit est représenté sur la figure 7 pour une configuration particulière de déphasage ($\phi_{12} = 120^\circ$, $\phi_{13} = 240^\circ$, cf. Fig. 5), une forme d'onde sinusoïdale et une fréquence de 40Hz. Le débit varie avec l'amplitude de la tension de façon quadratique. Cette dépendance a également été observée pour les autres configurations de signaux accessibles avec ce dispositif expérimental (notamment en termes de déphasages, fréquence et forme d'onde). En conséquence, les actionneurs seront alimentés par la suite avec la valeur de tension de fonctionnement maximale pour ce type d'actionneur, soit 150 V. De plus, afin d'obtenir l'amplitude de déplacement maximale, la valeur de tension minimale est portée à -20V (au lieu de 0V). Une telle tension minimale négative permet *a priori* de favoriser la fermeture du canal en imposant une "pré-contrainte" électrique sur l'actionneur (on rappelle ici que l'actionneur fonctionne en

traction pour ouvrir le canal, la fermeture de ce dernier se faisant grâce à la propre raideur de l'actionneur). En conséquence, la plupart des caractérisations suivantes ont été effectuées pour une amplitude de tension comprise dans l'intervalle [-20V ;150V].

Il est à noter que contrairement au cas d'une onde progressive idéale propulsant le fluide à l'instar d'une pompe péristaltique, le débit n'est pas proportionnel à la fréquence. Le comportement dynamique du fluide associé à l'interaction fluide-structure conduit à une valeur de fréquence particulière pour obtenir un débit maximal. Au-delà de cette valeur de fréquence, le débit diminue considérablement. La présence d'un tel optimum est observable pour toutes les formes d'onde et valeurs de déphasage, la valeur optimale est cependant différente selon les cas.

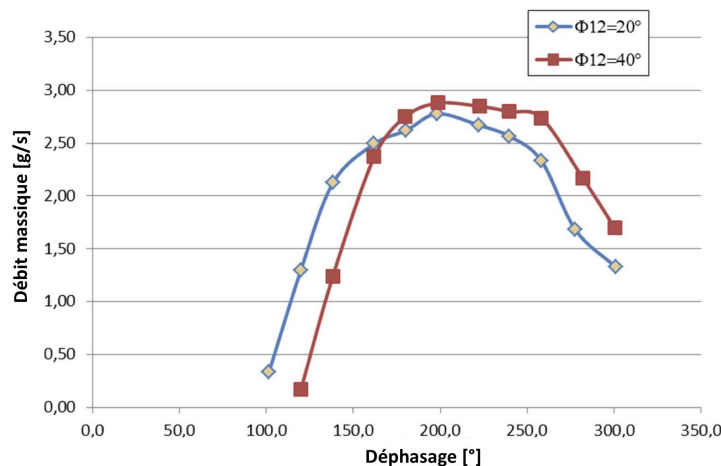


Figure 8 : Influence du déphasage entre les actionneurs 1 et 3 sur le débit lorsque le signal de tension appliquée aux actionneurs est carré dans la plage [-20V ;+150V], à une fréquence de 15Hz et que le déphasage ϕ_{12} vaut soit 20° soit 40°

L'influence du déphasage est mesurée et observée dans différentes conditions. Un exemple de résultat est représenté sur la figure 8 pour un déphasage ϕ_{12} entre les actionneurs 1 et 2 fixé à une valeur constante de 20° ou de 40° et pour un déphasage ϕ_{13} entre les actionneurs 1 et 3 variable. Là encore, un maximum est obtenu, dans les deux cas à une valeur proche de 3 g/s. L'existence d'un tel optimum s'explique qualitativement assez simplement : en modifiant le déphasage ϕ_{13} lorsque le déphasage ϕ_{12} est fixé, on modifie le rapport d'ouverture du canal entre les différentes positions. Ainsi lorsque ϕ_{13} est faible, les actionneurs provoquent un déplacement du fluide dans les deux directions car le canal est "ouvert" à ses deux extrémités durant un certain temps. Lorsque ϕ_{13} dépasse une certaine valeur, la fermeture du canal générée par l'actionneur 3, alors que le canal au niveau des actionneurs 1 et 2 est ouvert, provoque durant un certain laps de temps un débit en sens inverse, et donc une chute du débit moyen. L'amplitude de déplacement de chacun des actionneurs étant (entre autres) conditionné par la contre-pression exercée par le fluide sur ledit actionneur, la position de l'optimum de débit est différente pour chaque jeu de paramètres imposés (c'est à dire fréquence, amplitude et déphasages) et pour chaque banc expérimental dans lequel le prototype est inséré (car à chaque dispositif est associé une loi de perte de charge en fonction de la géométrie des composants et une inertie en fonction de la masse de fluide contenu dans le dispositif). La prédiction des performances hydrauliques du prototype est donc particulièrement ardue.

4. Performances thermiques

La performance thermique du prototype est ici évaluée au travers de sa capacité à refroidir un micro-processeur factice de dimensions $30.7\text{mm} \times 33\text{mm}$. Celui-ci est en tout point identique d'un point de vue géométrique à un micro-processeur commercialisé par la société Intel.

Les performances thermiques sont évaluées par la conductance thermique apparente plutôt que par un coefficient d'échange. En effet la détermination d'un tel coefficient suppose une connaissance précise de la distribution de la température sur la surface. Dans le dispositif expérimental considéré, seules 3 températures de paroi sont mesurées selon l'axe central du canal. Ce petit nombre de données en température ne permet pas d'accéder à une valeur moyenne de la température de paroi suffisamment précise pour quantifier un coefficient de transfert moyen.

La détermination de la conductance thermique avec une précision acceptable requiert elle-même un certain nombre de considérations expérimentales. Ainsi, la différence de température ΔT_{eau} de l'eau entre l'entrée et la sortie du prototype est maintenue à environ 10°C en ajustant la charge thermique afin de réduire l'incertitude relative sur ces mesures de température tout en limitant le gradient de température à la surface du CPU. Cette variation de température d'eau correspond de plus à la valeur typique maximale admise en terme d'application. L'instrumentation du banc d'essais permet alors les mesures suivantes :

- les trois températures du fond de canal T_1 , T_2 et T_3 .
- les températures entrée et sortie de l'eau T_e et T_s .
- le débit \dot{m} (par pesée).
- la puissance électrique injectée dans le processeur factice P_{elec} , source des pertes par effet Joules.

La conductance thermique apparente $(hS)_{app}$ est alors évaluée par la relation :

$$(hS)_{app} = \frac{\Phi}{\langle T_{paroi} \rangle - \langle T_{eau} \rangle}$$

où

- $\langle T_{paroi} \rangle$ est la température moyenne de paroi obtenue par intégration de la régression polynomiale de degré 2 des températures T_1 , T_2 et T_3 .
- $\langle T_{eau} \rangle$ est la température moyenne de l'eau en supposant une variation sensiblement linéaire entre l'entrée et la sortie : $\langle T_{eau} \rangle = \frac{T_e + T_s}{2}$ (la température d'entrée de l'eau est égale à la température ambiante pour toutes les expériences).
- Φ est le flux de chaleur total reçu par l'eau : $\Phi = \dot{m}c_{eau}(T_s - T_e)$.

Il est à noter que la différence entre la puissance thermique reçue par l'eau et la puissance électrique appliquée au microprocesseur est relativement faible, inférieure à 10% pour toutes les expériences réalisées.

L'évolution de la conductance apparente est représentée en fonction du débit massique mesuré sur la figure 9. Chaque point a été obtenu avec des grandeurs imposées aux actionneurs différentes en terme de fréquence et déphasage. Malgré cela, l'ensemble des points se placent sur une seule courbe, mettant en évidence que le transfert thermique est piloté essentiellement par la valeur du débit massique et pas du tout par les grandeurs caractéristiques du signal.

Par ailleurs, les conductances obtenues sont proches de celles présentées dans la référence [8] et obtenues avec le même dispositif en mettant en oeuvre un canal d'épaisseur $200\ \mu\text{m}$ (canal "passif", non actionné). Outre l'intégration de la fonction de pompage en son sein, le prototype permet donc d'atteindre des performances typiques de celles obtenues en mini-canaux.

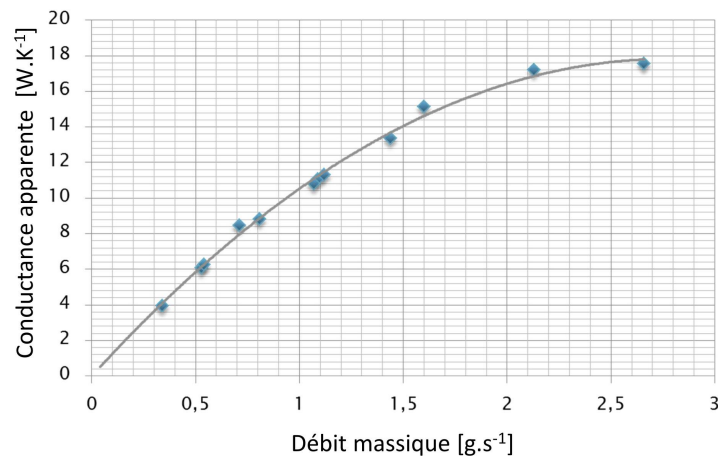


Figure 9 : Conductance thermique apparente obtenue avec le prototype en fonction du débit massique généré par l'actionnement

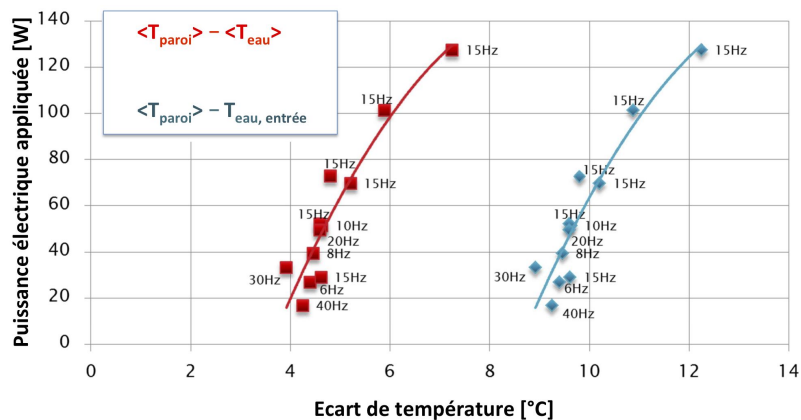


Figure 10 : Puissance électrique imposée au microprocesseur en fonction de l'écart de température entre la température moyenne de paroi et la température moyenne de l'eau (carrés, rouge), et entre la température moyenne de paroi et la température d'entrée de l'eau (losanges, bleu).

Compte-tenu de l'application visée, c'est à dire le refroidissement d'un microprocesseur de ordinateur, ces mêmes résultats sont représentés sur la figure 10 en reportant la puissance électrique imposée en fonction de l'écart de température moyen entre la paroi et l'eau. Le paramètre de contrôle dans l'application étant la température d'entrée, les résultats sont également reportés en fonction de l'écart de température entre la paroi et l'entrée du fluide. Ce second écart de température n'est que le premier auquel on a rajouté 5°C, puisque la différence de température entre l'entrée et la sortie de l'eau est maintenue à 10°C pour toutes les expériences. Afin d'illustrer l'indépendance des performances aux paramètres de l'onde, on a reporté à côté de chaque point la valeur de la fréquence qui avait été imposée lorsque l'expérience a été réalisée. Ainsi, des écarts de température de 4°C à 7°C (respectivement 9°C à 12°C) sont obtenus pour des charges thermiques variant entre 20W et 120W, ce qui d'un point de vue applicatif est tout à fait satisfaisant. L'intérêt d'un tel concept d'échangeur multifonctionnel, qui rappelons-le avait été établi d'un point de vue numérique, est donc bien démontré de façon expérimentale conformément aux attentes. Afin de pousser plus en avant l'analyse des performances et des potentiels d'améliorations, il apparaît nécessaire de mesurer le déplacement des actionneurs. Cette mesure constitue la principale perspective (à court terme) de ce travail.

5. Conclusions

Un prototype d'échangeur de chaleur a été réalisé au sein duquel l'une de ses parois est déformée de façon dynamique par trois actionneurs piézo-électriques. Ce prototype, malgré les dimensions des actionneurs, a un encombrement relativement faible. Plusieurs preuves de concepts ont été obtenues grâce aux expérimentations réalisées. La première est l'intégration de la fonction de pompage au sein de l'échangeur. Le débit peut alors être contrôlé en jouant sur les valeurs de fréquence, amplitude d'alimentation et déphasage entre chaque actionneur. Par ailleurs, la performance thermique obtenue est élevée, correspondant à celle d'un canal passif d'épaisseur 200 μm . Par rapport à un tel canal, le prototype présente des avantages principalement en terme d'intégration et de pertes de charge (cf. référence [7]). Ces résultats sont d'autant plus encourageants qu'il ne s'agit là que d'un premier prototype. Des améliorations importantes des performances peuvent être espérées pour la prochaine génération de prototype. L'importance de ces améliorations dépendra notamment de la compréhension que nous arriverons à avoir du comportement des actionneurs en interaction avec la membrane et le fluide caloporteur.

Références

- [1] X. C. Tong., *Advanced Materials for Thermal Management of Electronic Packaging*, volume 30. Springer New York, 2011.
- [2] K. DeVogeleer, G. Memmi, P. Jouvelot, F. Coelho. Modeling the temperature bias of power consumption for nanometer-scale cpus in application processors. *In Embedded Computer Systems : Architectures, Modeling, and Simulation (SAMOS XIV)*, IEEE 2014, 172–180.
- [3] A. Danowitz, K. Kelley, J. Mao, J.P. Stevenson, M. Horowitz, O. Azizi, J. S. Brunhaver II, R. Ho, S. Richardson, O. Shacham, and A. Solomatnikov. Cpu database. Website, 2016. URL <http://cpudb.stanford.edu/>. Stanford University.
- [4] L. Léal, M. Miscevic, P. Lavieille, F. Topin, L. Tadriss, Simultaneous integration, control and enhancement of both fluid flow and heat transfer in small scale heat exchangers : a numerical study, *Int. Com. Heat Mass Transf.*, 49 (2013) 36-40.
- [5] P. Kumar, K. Schmidmayer, F. Topin, M. Miscevic, Heat transfer enhancement by dynamic corrugated heat exchanger wall : Numerical study, *Journal of Physics : Conference Series*, 745 (3) (2016) 032061.
- [6] J. Fontaine, F. Pigache, M. Miscevic, J.F. Rouchon, F. Topin, Studying impacts of travelling wave shape on pumping for active cooling, *2017 IEEE International Workshop of Electronics, Control, Measurement, Signals and their application to Mechatronics (ECMSM)*, San Sebastian, May 24-26, 2017.
- [7] K. Schmidmayer, P. Kumar, P. Lavieille, M. Miscevic, F. Topin, Thermo-hydraulic characterization of a self-pumping corrugated wall heat exchanger, *Energy*, 128 (2017) 713-728
- [8] J. Fontaine, C. Gonzalez, P. Kumar, F. Pigache, P. Lavieille, F. Topin, M. Miscevic, Liquid Cooling of a Microprocessor : Experimentation and Simulation of a Sub- Millimeter Channel Heat Exchanger, *13th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, HEFAT 2017, Portoroz, Slovenia, pp.739-745, 2017.

Remerciements

Ces travaux ont été financés par le Fond Unique Interministériel, projet "Canopée". Les auteurs tiennent à remercier les différents partenaires du projet.

Étude d'une loi de commande optimale pour le chauffage par effet Joule d'infrastructures de transport sous contraintes de fonctionnement

Nicolas LE TOUZ^{1,2} et Jean DUMOULIN^{1,2}

¹ IFSTTAR, COSYS-SII, Allée des Ponts et Chaussées, F-44344, Bouguenais, France

² Inria, Équipe I4S, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes, France

Résumé - Dans cette étude, le fonctionnement d'un système de chauffage par effet Joule visant à préserver la surface des routes du verglas est étudié. Les prévisions météorologiques sont prises en compte afin d'établir une loi de commande. Après l'étude d'une solution par activation sur seuil, une loi de commande utilisant la méthode de l'état adjoint est mise en place. Des modifications de la formulation sont ensuite apportées pour s'adapter aux contraintes de fonctionnement, en particulier pour l'utilisation de paliers de puissance. L'actualisation des prévisions météorologiques permet l'étude du fonctionnement de ce type de système sur une saison hivernale complète pour différents climats. Les résultats font finalement l'objet de discussions et d'analyses.

Nomenclature

h	coefficient d'échange [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$]	T_a	température de l'air [$^{\circ}\text{C}$]
k	conductivité thermique [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	T_c	température de ciel [$^{\circ}\text{C}$]
n	normale extérieure	ε	émissivité
q	source thermique [$\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ ou $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$]	Ω	domaine spatial étudié
t	temps [s]	Φ_s	densité de flux solaire [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]
t_a	horizon temporel [s]	ρc	capacité thermique [$\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$]
T	température [K]	σ	constante de Stefan [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$]
T_{seuil}	seuil de température [K]	Γ_{cible}	surface à protéger du verglas
T_g	point de givrage [$^{\circ}\text{C}$]	Γ_s	surface de la structure
T_{dp}	point de rosée [$^{\circ}\text{C}$]		

1. Introduction

Dans les régions tempérées, la saison hivernale est propice à la formation de verglas sur les infrastructures de transports, ce qui a un impact à la fois sur la sécurité des transports et sur l'économie [1]. Pour empêcher la formation de verglas, des solutions ont été développées, comme l'utilisation de sel. Cependant, celui-ci, en plus d'avoir un coût économique non négligeable, a aussi un impact sur l'environnement en polluant les aquifères [1] ou en accélérant la corrosion des véhicules et des infrastructures de transports [2].

Si des solutions ont pu être mises en œuvre pour réduire la consommation en sels, notamment en ciblant des zones spécifiques et en ajustant la quantité déversée [3], d'autres techniques peuvent aussi être appliquées pour prévenir de la formation de verglas. Ces solutions visent principalement à réchauffer la surface de la route. Ainsi, un chauffage par effet Joule a pu être utilisé dès les années 1960 aux États-Unis [4]. Des câbles électriques sont alors intégrés à la chaussée. Une autre solution plus récente est l'utilisation d'échangeurs thermiques, avec circulation d'un fluide caloporteur dans des tuyaux intégrés à l'infrastructure [5] ou dans une couche poreuse [6, 7]. Le fluide, initialement chaud, permet alors une augmentation de la température de surface par conduction thermique.

Dans cette étude, nous étudions une solution de chauffage par effet Joule. Après une présentation du système de chauffage et de la structure, plusieurs lois de commande sont étudiées,

l'objectif étant alors de prévenir de la formation de verglas tout en évitant une consommation excessive d'énergie. En particulier, la méthode de l'état adjoint est appliquée afin d'effectuer du contrôle optimal. Pour préserver la structure et maintenir sa durée de vie, des contraintes de fonctionnement sont ajoutées, avec notamment une durée minimale entre un allumage et une extinction du système ou encore un fonctionnement par paliers de puissance. Des adaptations de la loi de commande sont alors proposées.

Les lois de commande proposées dans le cadre de cette étude sont ensuite comparées numériquement pour un fonctionnement utilisant des prévisions météorologiques actualisées régulièrement. Des conclusions et perspectives sont enfin proposées.

2. Modélisation du chauffage par effet Joule

2.1. Structure étudiée

La structure étudiée consiste en un volume Ω constitué de matériaux de type béton bitumineux et comprenant ici quatre sources ponctuelles (par exemple des résistances électriques). Dans le cadre de cette étude, la structure routière est un parallélépipède rectangle pouvant être réduit par invariance à un rectangle en deux dimensions, présenté sur la figure 1. Les méthodes étudiées ici peuvent néanmoins être appliquées à toute forme de structure.

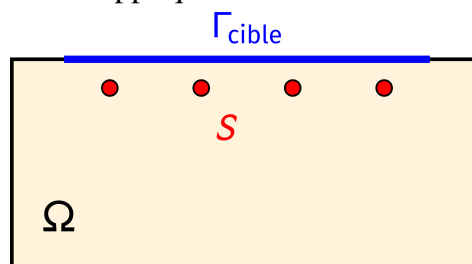


Figure 1: Structure simplifiée étudiée

L'objectif est alors d'empêcher la formation de verglas sur la surface Γ_{cible} en activant lorsque cela est nécessaire le chauffage au niveau des quatre sources qui fonctionnent de façon simultanée dans le temps. Ces sources constituent le sous-domaine de Ω noté S .

La structure est constituée de béton bitumineux et de résistances chauffantes pour les sources. Afin de simplifier le modèle, les propriétés thermiques utilisées pour ces sources sont dans un premier temps considérées comme équivalentes à celle du cuivre avec une puissance uniformément répartie. Les propriétés thermiques utilisées sont reportées dans la table 1.

	béton bitumineux	source ~cuivre
k [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$]	1.40	399
ρ [kg.m^{-3}]	2300	8954
c [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$]	880	383

Tableau 1: Propriétés thermiques utilisées [8, 9]

3. Problème direct : détermination du champ de température

Dans cette partie, nous présentons la façon dont est obtenue l'évolution du champ de température dans la structure et en surface dans des conditions environnementales naturelles.

3.1. Formulation du problème direct

Pour cela, les prévisions de l'évolution des conditions environnementales, notamment température de l'air, température de ciel et densité de flux solaire, sont supposées connues, au moins

sur plusieurs jours. Les échanges thermiques entre la structure et son environnement se produisent au niveau de sa surface Γ_s , qui inclut ici la surface cible à protéger du verglas. Les autres frontières du domaine d'étude Ω sont supposées n'être soumises à aucun échange thermique avec l'extérieur et donc adiabatiques. En particulier, la profondeur est suffisamment grande pour que les échanges thermiques sur la frontière inférieure soient négligeables. Connaissant les prévisions, il est possible de prédire l'évolution de la température dans le domaine Ω qui correspond à la structure, à partir de l'équation de la chaleur (1).

$$\begin{cases} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot [k \nabla T] + q & \text{sur le domaine } \Omega \\ k \nabla T \cdot \mathbf{n} = \begin{cases} \Phi_s + h(T_a - T) + \varepsilon \sigma (T_c^4 - T^4) & \text{sur } \Gamma_s \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

Où q correspond à la chaleur apportée par les sources électriques lorsque celles-ci sont activés : $q(t) \geq 0$ au niveau des sources et $q = 0$ en-dehors de ces sources.

Pour résoudre ce problème direct, la méthode des éléments finis est utilisée. La résolution de l'équation de la chaleur avec la méthode des éléments finis est un problème classique largement traité dans la littérature [9, 10]. Le schéma temporel consiste ici en un schéma de Crank-Nicolson.

3.2. Application sous des conditions environnementales naturelles

Au cours de cette étude, le fonctionnement du système de chauffage est analysé pour des conditions climatiques données, issues de bases de données annuelles Meteonorm [11].

Lors de la mise en place d'une loi de commande, dans la section suivante, le besoin en chauffage est anticipé à partir des conditions environnementales prévues, issues des prévisions météorologiques. Dans le cadre de cette étude, les prévisions météorologiques sont supposées correspondre à celles disponibles dans la base de données, de telle sorte que l'erreur des prévisions météorologiques est nulle. En pratique, les erreurs commises sur les prévisions météorologiques devraient être prises en compte.

Nous considérons ici quatre journées hivernales dont une synthèse des conditions climatiques est présentée sur la figure 2. L'évolution de la température de surface de la structure est présentée sur la figure 3. L'évolution du minimum de température sur la surface est donnée sur la figure 4.

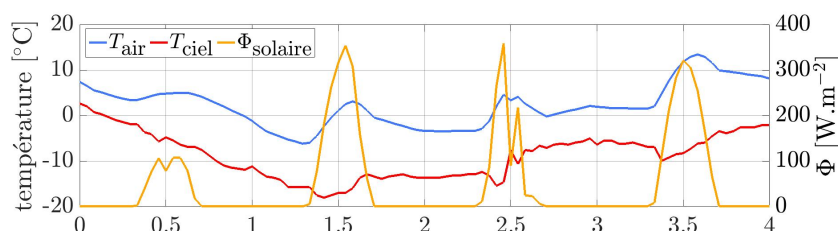


Figure 2: Évolution des conditions environnementales

Les figures 2 et 3 montrent que si le rayonnement solaire permet de maintenir hors gel la structure durant la journée, ce n'est plus forcément le cas durant la nuit avec une température de surface négative qui peut descendre en-dessous du point de givrage T_g .

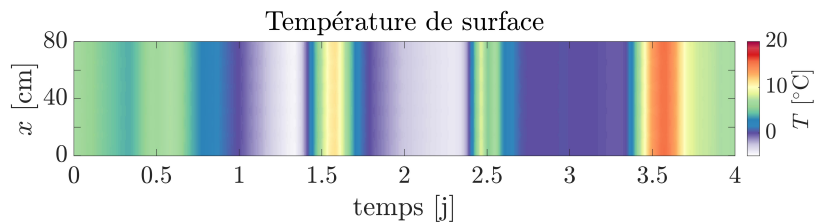


Figure 3: Température de la surface de la structure

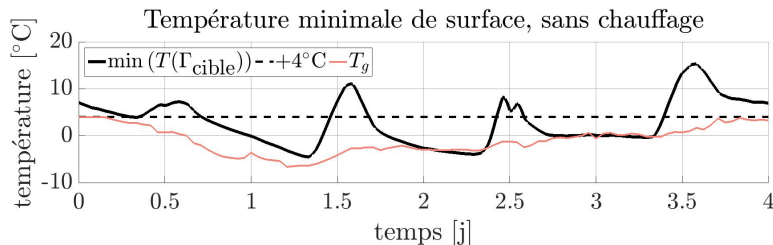


Figure 4: Température minimale de surface

4. Loi de commande du chauffage

Nous présentons dans ce paragraphe quelques stratégies de commande pouvant être mises en œuvre afin d'empêcher la formation de verglas sur la surface de la structure. Pour cela, nous introduisons la température minimale de la surface à protéger du verglas $T_{\min, \text{cible}} = \min_{x \in \Gamma_{\text{cible}}} T(x)$. L'objectif est alors de maintenir cette température $T_{\min, \text{cible}}$ supérieure à un seuil donné T_{seuil} .

4.1. Choix du 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 la température de fusion de l'eau avec une marge de sécurité. Il est possible par exemple de 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 second 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_{eau} [12]. Le seuil de température $T_g + 4$ présente des valeurs qui sont, par construction, inférieures à celles du seuil à $+4^\circ\text{C}$. Le choix d'un tel seuil de température permet ainsi de réduire les besoins en chauffage, et ce d'autant plus que la teneur en eau de l'air est faible et donc que le climat est froid et sec.

4.2. Loi de commande en contrôle optimal

L'objectif est de déterminer la loi optimale d'évolution de la source $q(t)$ telle que $T_{\min, \text{cible}} \geq T_{\text{seuil}}$ en connaissant les prévisions météorologiques. Dans un premier temps, il est supposé qu'un fonctionnement en variateur de puissance est possible. Nous avons alors $q \in \mathcal{U} = L^2([0, t_a])$, où t_a est l'horizon temporel. En plus de la contrainte en température, ce fonctionnement doit être économe en énergie. Le problème consiste alors à trouver $q \in \mathcal{U}$ tel que $q = \arg \min_{\tilde{q} \in \mathcal{U}} (E(\tilde{q}))$ avec $T_{\min, \text{cible}}(q) \geq T_{\text{seuil}}$, et $E(q)$ la consommation énergétique liée à la

source q .

Le produit scalaire usuel sur \mathcal{U} est introduit. Il est noté $\langle \cdot, \cdot \rangle_{\mathcal{U}}$ et défini, pour tout $a, b \in \mathcal{U}$, par $\langle a, b \rangle_{\mathcal{U}} = \int_{t=0}^{t_a} abdt$ et muni de la norme $\| \cdot \|_{\mathcal{U}}$. La consommation énergétique s'écrit alors $E(q) = \langle 1_{\mathcal{U}}, q^+ \rangle_{\mathcal{U}}$ où $1_{\mathcal{U}}$ est la fonction unitaire dans \mathcal{U} . La partie positive de q est utilisée afin que E présente un minimum. La contrainte forte sur la température de Γ_{cible} est réécrite sous la forme d'une contrainte faible dans le problème de minimisation. Le problème devient alors : trouver $q \in L^2([0, t_a], \mathbb{R}^+)$ tel que $q = \min_{\tilde{q} \in \mathcal{U}} (\langle 1_{\mathcal{U}}, \tilde{q}^+ \rangle_{\mathcal{U}} + \frac{\lambda}{2} \|(T_{\text{seuil}} - T_{\text{cible}})^+\|_{\mathcal{M}}^2)$.

Où $\mathcal{M} = L^2(\Gamma_{\text{cible}}, [0, t_a])$ est muni du produit scalaire usuel $\langle \cdot, \cdot \rangle_{\mathcal{M}}$ et de la norme associée notée $\| \cdot \|_{\mathcal{M}}$. $\lambda > 0$ est un coefficient permettant d'ajuster la sévérité de la contrainte sur la température de Γ_{cible} .

Afin de régulariser le problème de minimisation, un terme de Tikhonov est ajouté à la fonctionnelle [15]. Le problème est alors de minimiser J définie par :

$$J(q) = \langle \mu 1_{\mathcal{U}}, q^+ \rangle_{\mathcal{U}} + \frac{\varepsilon}{2} \|q\|_{\mathcal{U}}^2 + \|(T_{\text{seuil}} - T_{\text{cible}})^+\|_{\mathcal{M}}^2 \quad (2)$$

Où $\mu = \frac{1}{\lambda}$ et ε est le coefficient de Tikhonov.

La fonctionnelle J est ici minimisée itérativement avec la méthode de l'état adjoint, qui nécessite le gradient de J . Cette fonctionnelle comporte trois termes correspondant à la consommation énergétique, à la stabilisation et au résidu. Les gradients des deux premiers termes, qui font apparaître explicitement q , sont immédiats. Pour le terme de résidu, la méthode de l'état adjoint est appliquée afin de faire apparaître explicitement les effets de la source.

Le problème direct (1) permet d'exprimer le problème linéaire tangent qui traduit les effets qu'auraient des variations de la source δq sur le champ de température. Par linéarité du problème direct par rapport à la source, les problèmes direct et linéaire tangent sont équivalents. La formulation faible du problème linéaire tangent permet l'obtention du problème adjoint, qui s'écrit sous la forme du système (3).

$$\begin{cases} -\rho c \frac{\partial \delta T^*}{\partial t} = \nabla \cdot [k \nabla \delta T^*] + (T_{\text{seuil}} - T)^+ \delta_{\Gamma_{\text{cible}}} & \text{sur le domaine } \Omega \\ k \nabla \delta T^* \cdot \mathbf{n} = \begin{cases} -(h + 4\varepsilon \sigma T^3) \delta T^* & \text{sur } \Gamma_s \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \end{cases} \quad (3)$$

Le gradient de la fonctionnelle J peut alors s'écrire à partir de la solution du problème adjoint δT^* :

$$J'(q) \delta q = \langle \delta q, \int_S \delta T^* d\Omega + \varepsilon q + \mu \max(0, \text{sgn}(q)) \rangle_{\mathcal{U}} \quad (4)$$

Où S représente le sous-domaine formé par les sources.

Pour simplifier le problème, nous considérons $\mu = 0$. Le problème revient alors à minimiser une consommation énergétique quadratique par rapport à la source définie par $E(q) = \frac{\varepsilon}{2} \|q\|_{\mathcal{U}}^2$ au lieu de $E(q) = \langle 1_{\mathcal{U}}, q \rangle_{\mathcal{U}}$ proportionnelle à la source. Le choix $\mu = 0$ revient à considérer le terme de Tikhonov comme le terme de consommation énergétique. La stabilisation du problème d'optimisation est alors améliorée, le poids du terme de Tikhonov étant accru.

Pour fixer la valeur de ε , nous cherchons à avoir un terme de Tikhonov $\frac{\varepsilon}{2} \|q\|_{\mathcal{U}}^2$ du même ordre de grandeur que le terme de résidu lorsque l'écart entre le seuil et la température de surface est inférieur à une tolérance en période de gel. Pour cela, une tolérance $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$ sur

la température de surface est fixée. En considérant une surface à préserver du gel $\Gamma_{cible} \approx 1 \text{ m}^2$ et une source $q_0 \approx 10^5 \text{ W.m}^{-3}$, $\frac{\varepsilon}{2} \|q\|_{\mathcal{U}}^2 \sim \|(T_{seuil} - T)^+\|_{\mathcal{U}}^2$ revient alors à choisir $\varepsilon \sim \frac{2(\Delta T)^2 L}{q_0^2}$ soit ici $\varepsilon \approx 10^{-12}$. Le gradient de la fonctionnelle permet alors la minimisation de J par le gradient conjugué et ainsi le calcul de la source q optimale.

4.3. Limitation en puissance

Nous considérons ici une source q telle que $q(t) \in [0, q_0]$ avec q_0 une valeur maximale de source donnée, liée au dimensionnement du système de chauffage. Le processus de minimisation étant itératif, un incrément de source Δq est calculé à chaque itération jusqu'à convergence et on a $q \leftarrow q + \Delta q$. Une contrainte est ici ajoutée sur cet incrément afin de faire en sorte que la source soit dans l'intervalle $[0, q_0]$: $q \leftarrow \min(q + \Delta q, q_0)$, une source strictement négative étant de plus impossible car pénalisée par le terme de Tikhonov contrairement à une source nulle.

5. Application d'une loi de commande : résultats

Dans cette section, nous étudions le comportement thermique du système pour les quatre journées dont les données climatiques ont été présentées sur la figure 2.

5.1. Effets de la limitation en puissance

Les résultats obtenus en température minimale de surface et pour différentes limitations en puissance des sources sont présentés sur les figures 5 et 6.

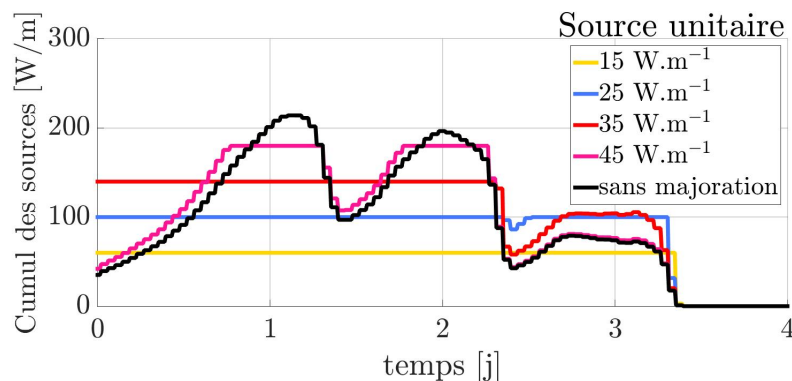


Figure 5: Évolution du cumul des quatre sources avec et sans contrainte sur le maximum de puissance

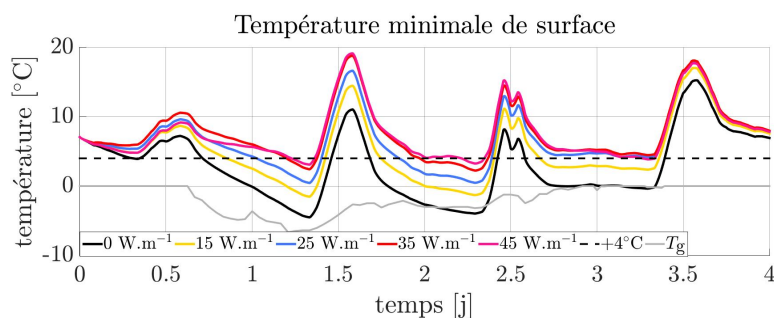


Figure 6: Évolution de la température minimale de surface, avec contrainte sur le maximum de puissance

Les figures 5 et 6 montrent que, pour une puissance maximale trop faible, le système fonctionne à ce maximum de puissance lors d'épisodes de froid et que le gain en température de surface par rapport à un fonctionnement sans chauffage est insuffisant pour permettre de vérifier la condition sur le seuil de température. En revanche, lorsque le maximum de puissance est augmenté, le fonctionnement se rapproche de celui que l'on obtiendrait en l'absence de contrainte sur la puissance de chauffage avec une commande optimale.

5.2. Effet du seuil de température

Dans ce paragraphe, nous présentons des résultats sur le besoin en chauffage selon le seuil de température choisi : $+4^{\circ}\text{C}$ ou $T_g + 4$.

Étant donné que $T_g + 4 \leq +4^{\circ}\text{C}$, le choix de $T_{\text{seuil}} = T_g + 4$ permet une réduction du besoin en chauffage, cette baisse étant d'autant plus importante que le point de givrage est bas et donc que l'air est sec. En particulier, la présence d'un air froid et sec permet un fort abaissement du seuil de température et donc du besoin en chauffage.

La table 2 montre les besoins énergétiques pour plusieurs des scénarii étudiés précédemment. La durée de commutation est à chaque fois égale à une heure.

seuil	consommation [kWh/m]		durée $T(\Gamma_{\text{cible}}) < 0^{\circ}\text{C}$ [h]	
	$+4^{\circ}\text{C}$	$T_g + 4^{\circ}\text{C}$	$+4^{\circ}\text{C}$	$T_g + 4^{\circ}\text{C}$
sans limitation de puissance (jusqu'à 54 W/(m.source))	9.33	5.53	0	7.2
limitation à 45 W/(m.source)	9.60	5.53	0	7.2
limitation à 35 W/(m.source)	10.1	5.53	0	7.2
limitation à 25 W/(m.source)	8.01	6.16	0	4.3
limitation à 15 W/(m.source)	4.86	4.86	13	13
sans chauffage	0		31.5	

Tableau 2: Consommations (en kWh/m) selon le seuil de température

Les résultats montrent que, si la source est suffisamment puissante, le besoin en chauffage est réduit de 30 à 45 % par la prise en compte de la teneur en eau de l'air. Cependant, si la source n'est pas suffisamment puissante, le système anticipe les épisodes de froid en fonctionnant au maximum de puissance sur les trois premiers jours de la simulation dans les deux cas, ce qui aboutit à un gain négligeable. Enfin, lorsque la valeur maximale imposée de source est atteinte mais est suffisante pour maintenir hors gel la structure, l'optimisation énergétique aboutit à une consommation accrue par rapport à un fonctionnement sans limitation de puissance à cause, là aussi, de l'anticipation des épisodes de froid et du préchauffage de la structure.

6. Conclusions et perspectives

Dans cet article, nous avons pu étudier différentes stratégies permettant le contrôle en température d'un chauffage par effet Joule intégré à une structure, afin notamment de prévenir de la formation de verglas.

Une stratégie basée sur une activation sur seuil a d'abord été présentée. Si un tel mode de fonctionnement peut permettre d'éviter le gel en surface, il faut néanmoins que la source soit suffisante. Il n'est pas non plus possible ainsi d'anticiper des épisodes de froid, en particulier dans le cas d'une descente rapide en température.

Pour prendre en compte les prévisions météorologiques et anticiper les épisodes de froid, une stratégie de commande basée sur la minimisation d'une fonctionnelle a été mise en place afin de prendre en compte à la fois la consommation énergétique et le risque de formation de verglas dans le cas d'une température de surface insuffisamment élevée. Plusieurs contraintes de fonctionnement ont pu être étudiées avec notamment des durées minimales d'activation du système, une source maximale ou un fonctionnement en tout ou rien.

Les résultats ont permis de mettre en évidence les effets de cette stratégie de pilotage sur la température de la surface de la structure et en particulier la possibilité de maintenir hors gel la structure si la source est suffisamment élevée. Il faut cependant noter que les prévisions météorologiques utilisées ici correspondent exactement aux conditions environnementales relevées, étant donné qu'une base de donnée a été utilisée. Pour améliorer cette loi de commande, il pourrait ainsi être tenu compte des prévisions climatiques et d'un ajustement de la loi de commande pour prendre en compte l'incertitude sur ces prévisions. Il convient en particulier de prendre aussi en compte, si le point de givrage est retenu comme seuil de température, la possibilité de la survenue de pluies verglaçantes ou du gel d'une chaussée humide. Une validation de ces approches *in situ* peut aussi être envisagée.

Remerciements

Ministère de la Transition Ecologique et Solidaire (MTES) pour son soutien - Contrat DGITM N° 17/389.

Références

- [1] D. M. Murray et U. F. W. Ernst, *An economic analysis of the environmental impact of highway deicing*. Rapport technique, Municipal Environmental Research Laboratory, Office of Research and Development, U.S. Environmental Protection Agency, 1976
- [2] M. G. Stewart et D. V. Rosowsky, *Time-dependent reliability of deteriorating reinforced concrete bridge decks*, Structural Safety, Vol. 20, pp.91–109, 1998
- [3] M. Pinet, T. Comfert et M. Griff, *Anti-icing on structures using fixed automated spray technology (fast) : demonstration project, prescott, ontario*, 2001 Annual conference and exhibition of the transportation association of Canada, Halifax, Nova Scotia, 2001
- [4] D. J. Henderson, *Experimental roadway heating project on a bridge approach*, Highway Research Record, Vol. 111, No. 14, pp.14–23, 1963
- [5] K. Zwarycz, *Snow melting and heating systems based on geothermal heat pumps at goleniow airport, poland*, Rapport technique 21, Geothermal Training Programme Report, 2002
- [6] Le Touz, N., *Conception et étude d'infrastructures de transports à énergie positive : de la modélisation thermomécanique à l'optimisation de tels systèmes énergétiques*, thèse de doctorat de l'École Centrale de Nantes, 2018
- [7] 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
- [8] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman et A. S. Lavine *Fundamentals of heat and mass transfer*, sixième édition, Wiley, 2006
- [9] J. Taine, F. Enguehard et E. Iacona, *Transferts thermiques, introduction aux transferts d'énergie*, 5^{ème} édition, Dunod, 2014
- [10] D. K. Gartling et J. N. Reddy, *The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics, Third Edition*, CRC Press, 2010
- [11] <http://www.meteonorm.com/>
- [12] Buck, A. L., *New equations for computing vapor pressure and enhancement factor*, Journal of Applied Meteorology, Vol. 20, pp. 1527–1532, 1981
- [13] N. Le Touz, J. Dumoulin, J.-M. Piau, *Solar hybrid road : from numerical model to an energy balance in France*, Actes de la conférence ICOME, San Sebastian, 2018
- [14] L. D. Minsk, *Heated bridge technology. Rapport technique, Office of Technology Applications, Office of Engineering/Bridge Division, Federal Highway Administration*, 1999
- [15] Lions, J.-L., *Contrôle optimal de systèmes gouvernés par des équations aux dérivées partielles*, Dunod, 1968

Thème 13

Thermique de l'habitat

Etude de la porosité de composites incorporant des fibres végétales destinés pour la construction	713
Étude paramétrique du comportement thermique d'une fenêtre pariétodynamique chauffante caractérisé par thermographie infrarouge	721
Simulation du comportement hygrothermique d'une façade opaque ventilée de bâtiment	729
Fibres de Posidonia-Oceanica : un matériau d'isolation thermique de parois de bâtiments	737
Etude du comportement thermique du matériau à changement de phase (MCP), inséré dans la lame d'air de 7 cm d'épaisseur d'un mur en brique rouge à double paroi, soumis au rayonnement solaire dans un climat subtropical à Casablanca.	745
Optimisation multicritère d'un échangeur air-sol pour différents climats français	753
Modélisation réduite des transferts radiatifs dans l'habitat par une méthode hiérarchique	761
Etude énergétique d'un échangeur air-sol sous l'influence de différents types de sol d'enrobage et de sa teneur en eau	769
Etude numérique du potentiel énergétique et des performances d'un système de micro-cogénération solaire intégré à un bâtiment résidentiel	777
Procédure expérimentale appliquée à l'identification des propriétés hygrothermiques des matériaux de construction par méthode non destructive	785
Experimental characterization of the hygrothermal properties of an ancient clay brick	793
Evaluation des performances thermo aérauliques d'un bâtiment en climat tropical par simulation numérique : Cas de la Guinée Conakry	803
pySIP : an open-source tool for Bayesian inference and prediction of heat transfer in buildings	811

Etude de la porosité de composites incorporant des fibres végétales destinés à la construction

Thouraya SALEM¹, Nicolas DUJARDIN^{1*}, Vincent FEUILLET¹, Magali FOIS¹, Laurent IBOS¹, Rémy MANUEL²

¹Centre d'études et de recherche en thermique, environnement et systèmes, Université Paris-Est
61, avenue du Général de Gaulle – 94010 Créteil Cedex

²Centre d'études et de recherche en mécanique et automatismes, Université d'Evry
40, rue du Pelvoux – 91020 Courcouronnes

* (auteur correspondant : nicolas.dujardin@u-pec.fr)

Résumé - Dans cette étude, nous nous intéressons à la porosité au sein de cinq bétons bio-sourcés dont les proportions en fibres végétales sont 0, 5, 10, 15 et 20 %. La conductivité thermique des matériaux poreux est sensible à celle de l'air et par conséquent à la pression et à la taille des pores. La modélisation de la conductivité thermique normalisée permet de remonter à la distribution de la taille de pores au sein des échantillons sans avoir recours à la porosité globale, souvent mal connue. Le modèle de la conductivité thermique équivalente de type série – parallèle et le modèle de la loi normale fournissent une taille de pores majoritaire tout à fait réaliste. Celle-ci, de l'ordre de 30 μm , varie peu avec le taux de fibres.

Nomenclature

<i>BP</i>	basse pression	β	fraction de la phase solide
<i>C</i>	constante liée au gaz, $\text{Pa}\cdot\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$	ε	fraction volumique de pores
<i>d</i>	diamètre des pores, m	<i>Indices et exposants</i>	
<i>P</i>	pression, Pa	<i>air</i>	air
<i>T</i>	température, K	<i>atm</i>	pression atmosphérique
<i>Symboles grecs</i>		<i>norm</i>	normalisée
λ	conductivité thermique, $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	P_{sec}	pression secondaire (vide)
α	fraction de la phase fluide	<i>S</i>	solide

1. Introduction

Face aux problèmes écologiques et environnementaux qui se posent aujourd'hui, le développement de matériaux de construction bio-sourcés a suscité l'intérêt de nombreuses recherches [1-4]. L'incorporation de fibres végétales dans les matériaux de construction influe sur leurs propriétés notamment thermiques [5-8].

La structure poreuse des bétons est complexe et l'introduction de fibres végétales ne la simplifie pas. La porosité d'un matériau joue un rôle majeur sur son pouvoir isolant. Les méthodes de caractérisation sont nombreuses (perméabilité aux gaz, saturation en eau, intrusion de Mercure) et l'approche thermique constitue une méthode alternative aux techniques conventionnelles.

Dans cette étude, nous nous intéressons à la distribution de la taille des pores au sein de bétons bio-sourcés. Pour cela, nous étudions les variations de la conductivité thermique de ces matériaux en fonction de la pression [9]. 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.

Dans un premier temps, nous étudions et comparons les variations de conductivité thermique de cinq bétons renforcés par des fibres végétales dans les proportions suivantes : 0%, 5%, 10%, 15% et 20 %. Dans un second temps, la conductivité thermique est modélisée à partir du modèle série-parallèle classique et son extension à la loi normale afin de remonter à la distribution de taille de pores des bétons.

2. Modélisation de la conductivité thermique

La conductivité thermique d'un matériau fortement poreux dépend de celle de l'air confiné dans les pores. 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 des pores.

Félix et al. [10] ont développé un modèle de conductivité thermique effective qui permet, connaissant le taux de porosité global, d'identifier la distribution de la taille des pores. Cette approche consiste à considérer un milieu hétérogène de porosité $\varepsilon_{air} = 1 - \varepsilon_S$ dont les fractions de la phase solide ont une conductivité λ_S et celles de la phase fluide une conductivité λ_{air} . Une fraction β de la phase solide et α de la phase fluide sont considérées dans un modèle purement parallèle, de conductivité thermique équivalente λ_1 . Les fractions restantes $(1-\beta)$ et $(1-\alpha)$ sont également mises en parallèle (conductivité équivalente λ_2). La mise en série de λ_1 et λ_2 correspond à la conductivité thermique équivalente du milieu à une phase solide et N phases fluides. Ce modèle est appelé série-parallèle.

Dans une étude récente [11], nous avons transposé ce modèle aux matériaux faiblement poreux et nous lui avons développé des extensions. Tout d'abord, l'approche proposée par Félix et al. [10] est basée sur la connaissance du taux global de porosité. Ce dernier, n'est pas toujours connu, et, quand il l'est, dépend de la méthode utilisée pour le déterminer [12]. Sa connaissance est pourtant déterminante puisque la conductivité thermique dépend de la porosité. Aussi, nous avons proposé une normalisation de la conductivité thermique effective afin de s'affranchir de la connaissance de la porosité globale.

$$\lambda_{norm} = \frac{\lambda_P - \lambda_{Psec}}{\lambda_{P_{atm}} - \lambda_{Psec}} \quad (2)$$

Ensuite, la loi normale (équation 3) permet d'obtenir une distribution plus fine de la taille de pores. Elle se présente comme suit :

$$\varepsilon(d) = \Delta d \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-0.5\left[\frac{(d - d_{moy})}{\sigma}\right]^2\right\} \varepsilon_{air} \quad (3)$$

où Δd est le pas de discrétisation de la porosité, σ l'écart-type de la loi normale, d_{moy} la taille de pore moyenne de la loi normale et ε_{air} le taux global de porosité.

3. Matériaux étudiés / Méthode de mesure

Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé un ciment portland de type I et du sable (0/5 mm). Des fibres végétales d'environ 1,25 mm de long (illustrées sur la figure 1a) sont

incorporées aux bétons dans les propositions suivantes : 0 %, 5 %, 10 %, 15 % et 20 %. Elles sont fournies par l'entreprise EDE Innov' et leur nature est confidentielle. L'échantillon de béton sans fibre est un CEM I.



Figure 1a : *Fibres végétales utilisées*

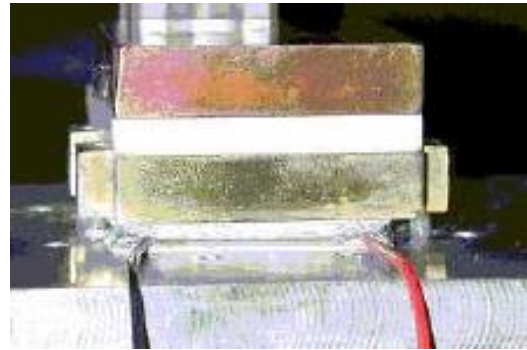


Figure 1b : *Vue du porte échantillon du banc expérimental DICO [13]*

La méthode DICO (Diffusivité, COnductivité) a été développée au CERTES. Elle permet notamment l'estimation de la conductivité thermique d'un échantillon par une méthode périodique [9]. L'échantillon à caractériser, de forme parallélépipédique, est positionné entre deux plaques métalliques (la plaque inférieure en Laiton et la plaque supérieure en Cuivre) de section carrée de 44mm de côté et d'épaisseur égale à 10mm (Figure 1b). La température est mesurée à l'aide de thermocouples de type K (*Chromel-Alumel*) insérés dans les deux plaques métalliques à une profondeur de 2cm. Le principe de la mesure repose sur une excitation thermique périodique imposée par un élément à effet Peltier, placé sous le porte-échantillon. La température de chacune des plaques est mesurée et permet le calcul de la fonction de transfert expérimentale. La fonction de transfert théorique est établie par la méthode des quadripôles thermiques. La conductivité et la diffusivité thermiques sont simultanément identifiées à partir de la partie réelle et de la partie imaginaire des fonctions de transfert. L'ensemble du porte-échantillon est placé dans une enceinte à vide dans laquelle il est possible d'atteindre un vide secondaire (de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} mbar). Un système de microfuites permet de faire varier la pression entre le vide secondaire et la pression atmosphérique. Cette gamme de pression permet, d'après l'équation 1, de remonter à des tailles de pores allant de 100 nm à 1 mm.

4. Résultats et discussions

4.1. Masse volumique

Le tableau 1 regroupe les valeurs de la masse volumique sèche des différents bétons. On remarque que la masse volumique diminue considérablement en augmentant le pourcentage des fibres végétales. Ceci est expliqué par la faible masse volumique des fibres végétales. Ainsi, pour un pourcentage massique des fibres allant de 0 % à 20 %, la densité est diminuée de plus de 30 %. Des résultats similaires ont été obtenus dans la littérature [8].

Taux de fibres	0%	5%	10%	15%	20%
Masse volumique (kg.m ⁻³)	213	196	185	165	143

Tableau 1 : *Masse volumique des différents bétons*

4.2. Conductivité thermique effective

La figure 2 présente la variation de la conductivité thermique des différents bétons en fonction de la pression.

A P_{atm} , on constate que la conductivité thermique diminue avec l'ajout de fibres végétales ($\lambda_{CEMI} > \lambda_5 > \lambda_{10} > \lambda_{15} > \lambda_{20}$). Cette diminution s'explique par l'introduction de fibres plus isolantes que le béton et aussi par une possible augmentation de la porosité lors de l'incorporation des fibres.

Lorsque la pression diminue, nous constatons une forte baisse de la conductivité thermique en particulier entre 0,1 et 10 mbar pour chaque béton. La plus forte baisse est obtenue pour le CEM I (diminution de plus de 90 % de la conductivité thermique). Au vide secondaire, nous constatons un autre ordre dans le classement des conductivités ($\lambda_{CEMI} < \lambda_{15} \sim \lambda_{20} < \lambda_{10} > \lambda_5$).

Les conductivités thermiques du CEM I et du béton à 5% de fibres se superposent aux pressions justes en dessous de P_{atm} . En revanche, aux basses pressions, λ_5 est nettement supérieure à λ_{CEMI} . A l'opposé, les conductivités thermiques des échantillons à 15 et 20% de fibres sont assez similaires aux BP, mais elles se séparent lorsque la pression augmente jusqu'à P_{atm} où $\lambda_{15} > \lambda_{20}$.

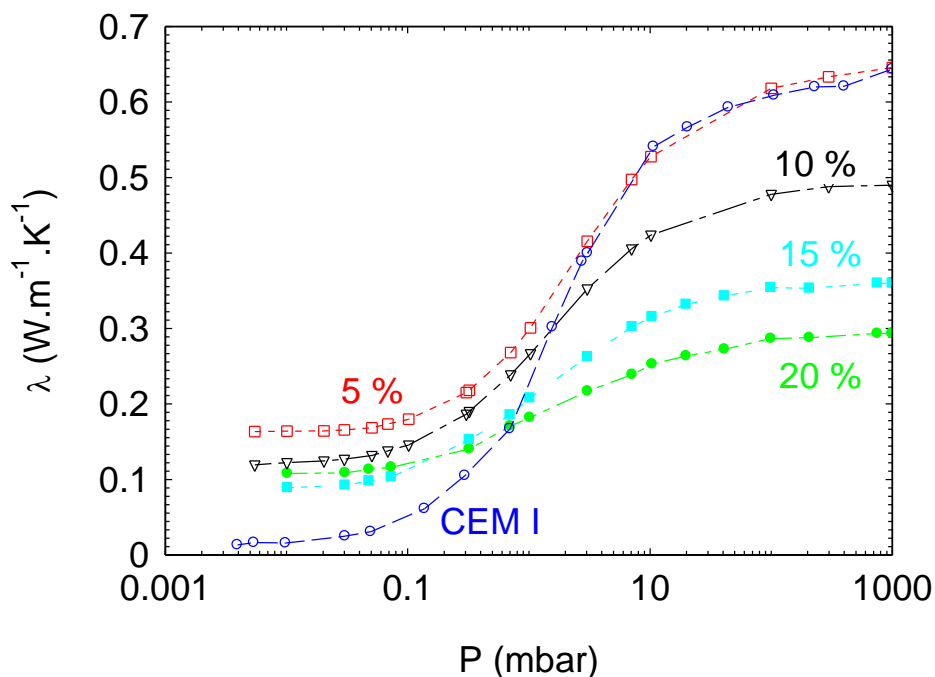


Figure 2 : Conductivité thermique des bétons bio-sourcés en fonction de la pression

4.3. Taux de porosité

Le taux global de porosité est un paramètre délicat à obtenir. Il peut être déterminé expérimentalement par plusieurs techniques (perméabilité au gaz, saturation en eau, pénétration du mercure par exemple) mais il est très dépendant de celle choisie. Ainsi, il peut varier d'un facteur deux en fonction de la technique employée [12].

La porosité globale n'est donc pas un but de cette étude. Dans une précédente étude [11] celle du CEM I avait été estimée à 30 %. La figure 3a montre l'écart entre la conductivité thermique à P_{atm} et celle à P_{sec} d'après le modèle pour différents taux de porosité. On voit que cet écart n'est pas monotone. Il passe par un maximum vers 15% et il est décroissant en

particulier pour des porosités supérieures à celles du CEM I. La figure 3b montre l'écart obtenu expérimentalement en fonction du taux de fibres. Cet écart est bien décroissant, ce qui va dans le sens d'une augmentation de la porosité globale lors de l'introduction de fibres.

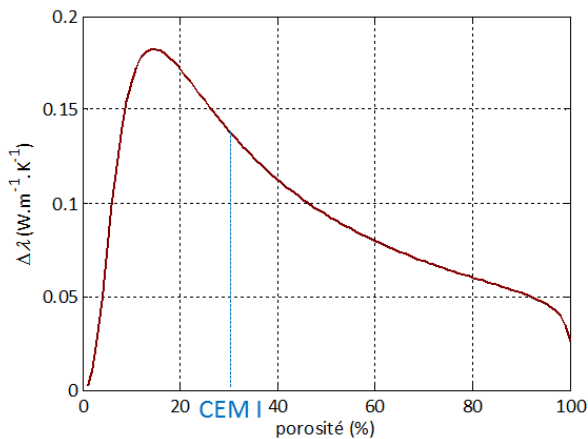


Figure 3a : $\Delta\lambda = \lambda_{p_{atm}} - \lambda_{p_{sec}}$ en fonction de la porosité pour $d = 10 \mu\text{m}$

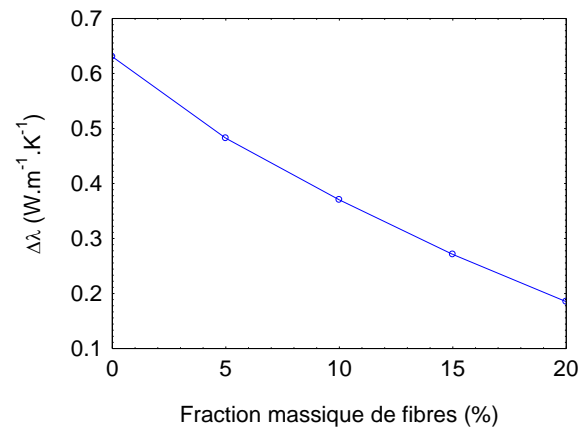


Figure 3b : $\Delta\lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min}$ en fonction du taux de fibres

4.4. Normalisation et distribution de taille de pores

Certaines études montrent que, quelle que soit la technique utilisée, le taux global de porosité est toujours le même (à 1 % près) [8]. D'autres, en revanche, montrent que la porosité globale est fortement dépendante de la technique [12]. Par conséquent, il apparaît plus prudent de développer une approche où ce paramètre n'intervient pas.

La figure 4 présente les variations de la conductivité thermique normalisée des bétons en fonction de la pression. Ainsi, les variations observées sont liées à la seule distribution de taille de pores et non à la porosité globale.

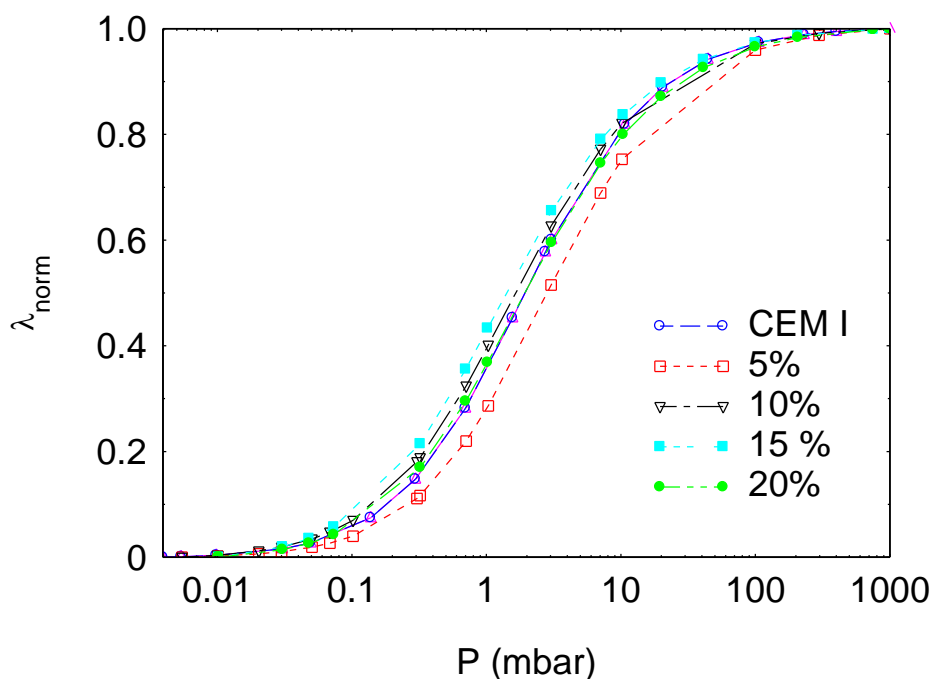


Figure 4 : Conductivité thermique normalisée en fonction de la pression

Sur cette figure on constate que les variations de la conductivité avec la pression sont assez proches les unes des autres. Seul l'échantillon à 5 % de fibres se démarque légèrement des autres en présentant des variations décalées vers les pressions un peu plus élevées (c'est-à-dire dans une zone où l'influence de pores plus petits se fait sentir).

La figure 5 montre la distribution de taille de pores obtenue pour chaque béton à partir du modèle série-parallèle appliquée à la conductivité thermique normalisée. On note en particulier que l'échantillon à 5 % de fibres présente une composante à 20 μm plus élevée que celle à 100 μm , contrairement aux autres échantillons.

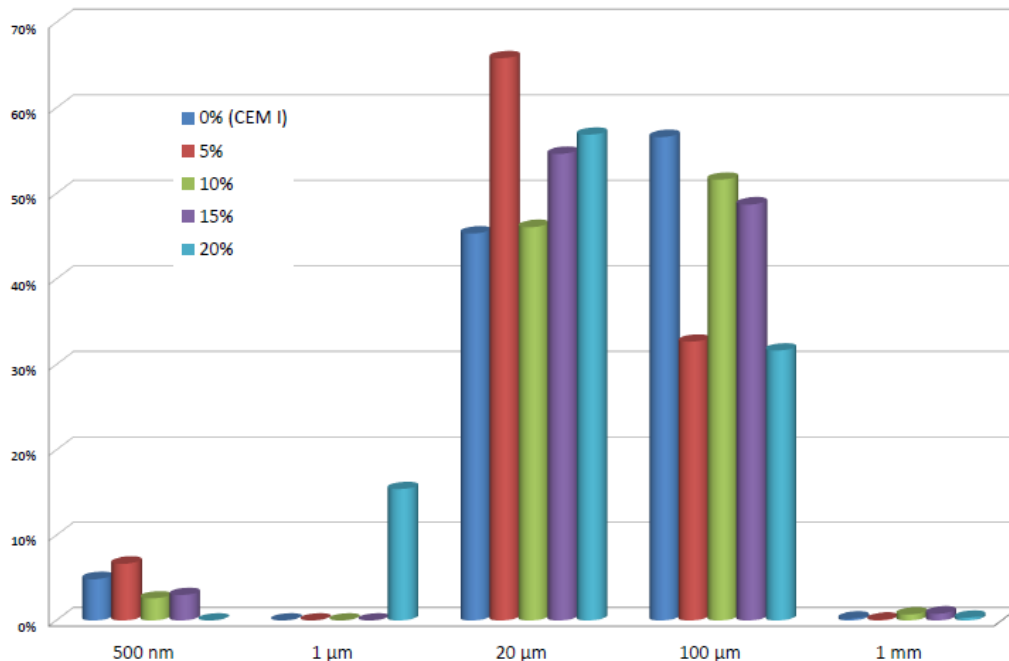


Figure 5 : Estimation de la taille de pores à partir du modèle série-parallèle normalisé

Afin de caractériser ces distributions, les données ont été ajustées par un modèle type loi normale. Le tableau 2 recense les tailles de pores moyennes et l'écart-type de chaque distribution ainsi obtenus.

	<i>CEM I</i>	<i>5%</i>	<i>10%</i>	<i>15%</i>	<i>20%</i>
d (μm)	28	21	27	26	38
σ (μm)	23	22	60	58	62

Tableau 2 : Tailles de pores moyennes et écart type

Les résultats montrent que les tailles de pores de chaque béton sont situées entre 20 μm et 40 μm . Le taux de fibres influe peu sur cette valeur. L'écart-type d'une distribution augmente avec le taux de fibre (passant de 20 μm pour le CEM I à 60 μm pour l'échantillon à 20 % de fibres).

5. Conclusion

Dans cet article, nous comparons la distribution de taille de pores de bétons renforcés par des fibres végétales pour des taux de fibres variant de 0 à 20%. La conductivité thermique des matériaux poreux dépend de celle de l'air, elle est donc sensible à la pression et à la taille des pores. Les résultats montrent que la conductivité thermique des bétons bio-sourcés varie fortement sur la gamme de pression étudiée. En particulier, elle augmente nettement entre

0,1 mbar et 10 mbar, gamme de pression dans laquelle les pores de 1 μ m à 100 μ m sont influents. Dans un premier temps, cette approche de la porosité par voie thermique a permis de montrer que l'introduction de fibres végétales dans les bétons conduit à davantage de porosité. Dans un deuxième temps, l'utilisation de la conductivité thermique normalisée permet de s'affranchir du taux global de porosité souvent mal connu. Le modèle de conductivité thermique équivalente de type série-parallèle appliqué à cette conductivité thermique normalisée permet d'identifier une taille de pores nettement majoritaire, de l'ordre de 20 – 100 μ m, au sein des différents échantillons. Celle-ci varie peu en fonction du taux de fibres. Enfin, le modèle de la loi normale donne accès à la distribution de taille de pores. Celle-ci est de l'ordre de 30 μ m quel que soit le taux de fibres avec un écart type allant de 20 μ m (pour le CEM I et le béton renforcé à 5 %) à 60 μ m (pour les bétons à plus fort taux de fibres).

Références

- [1] A. Braiek, M. Karkri, A. Adili, L. Ibos, S. Ben Nasrallah, Estimation of the thermophysical properties of date palmfibers/gypsum composite for use as insulating materials in building, *Energy and Buildings*, 140 (2017), 268-279.
- [2] O. Onuaguluchi, N. Banthia, Plant-based natural fibre reinforced cement composites: A review, *Cement and Concrete Composites*, 68 (2016), 96-108.
- [3] N. Banthia, M. Sappakittipakorn, Z. Jiang, On permeable porosity in bioinspired fibre reinforced cementitious composites, *Int. J. Sustain Mater Struct Sys.*, 1-1 (2012), 29-41.
- [4] O. Faruk, A.K. Bledzki, H. Fink, M. Sain, Biocomposites reinforced with natural fibers: 2000-2010, *Prog. Polym. Sci.*, 37-11 (2012), 1552-1596.
- [5] D. Taoukil, A. El bouardi, F. Sick, A. Mimet, H. Ezbakhe, T. Ajzoul, Moisture content influence on the thermal conductivity and diffusivity of wood-concrete composite, *Construction and Building Materials*, 48 (2013), 104-115.
- [6] M. Bederina, L. Marmoret, K. Mezreb, M. M. Khenfer, A. Bali, M. Quéneudec, Effect of the addition of wood shavings on thermal conductivity of sand concretes: experimental study and modelling, *Constr. Build. Mater.*, 21-3 (2007), 662-668.
- [7] Al Rim K., Ledhem A., Douzane O., Dheilily R. M., M. Quéneudec, Influence of the proportion of wood on the thermal and mechanical performances of clay-cement-wood composites, *Cement and Concrete Composites*, 21-4 (1999), 269-276.
- [8] A. Bouguerra, A. Ledhem, F. deBarquin, R. M. Dheilily, M. Quéneudec, Effect of microstructure on the mechanical and thermal properties of light weight concrete prepared from clay, cement, and wood aggregates, *Cement and Concrete Research*, 28-8 (1998), 1179-1190.
- [9] 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.
- [10] 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
- [11] N. Dujardin, T. Salem, V. Feuillet, M. Fois, L. Ibos, Etude de la porosité par méthode thermique, *Congrès Français de Thermique*, Pau, 29 mai - 1er juin (2018), 849-856.
- [12] T. Tracz, Open porosity of cement pastes and their gas permeability, *Bul. Pol. Ac. Tech.*, 64-4 (2016), 775-783.
- [13] L. Ibos, Métrologie thermique appliquée à la caractérisation thermophysique de composites et au contrôle de structures par thermographie, HDR, *Université Paris-Est*, (2012).

Étude paramétrique du comportement thermique d'une fenêtre pariétodynamique chauffante caractérisé par thermographie infrarouge

Ali Al Akbar MAKHOUR^{1*}, Pierre BRAGANÇA¹, Ghislain MICHAUX¹, Patrick SALAGNAC¹, Rémy GREFFET²

¹LaSIE UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université. Av. Michel Crépeau, 17042 La Rochelle, France

²Groupe Ridoret, 70 rue de Québec, 17041 La Rochelle Cedex 1, France

(*auteur correspondant : ali.makhour@univ-lr.fr)

Résumé - Le présent article porte sur l'étude des champs de température à la surface intérieure du vitrage d'une fenêtre pariétodynamique équipée d'un film chauffant. Ces champs sont obtenus par thermographie infrarouge pour différentes valeurs de la puissance du film chauffant, du débit d'air circulant dans la fenêtre et de l'écart de température de part et d'autre de cette dernière. Les résultats montrent que les niveaux de température évoluent significativement avec la puissance du film chauffant tandis que le débit d'air et l'écart de température ont un effet moins marqué, tendant à réduire les niveaux de température par refroidissement du vitrage. Nous observons également que les champs de température de surface sont étroitement liés à la topologie des écoulements au sein des lames d'air, eux-mêmes dépendants de la géométrie **de l'entrée et de la sortie d'air** de la fenêtre.

Nomenclature

h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	η	efficacité
p	densité de puissance, $W.m^{-2}$	<i>Indices et exposants</i>	
Q	débit volumique, $m^3.s^{-1}$	c	convectif
S	surface, m^2	ext	extérieur
T	température, K	g	grille
V	vitesse, $m.s^{-1}$	int	intérieur
X	abscisse, mm	m	moyenne
Y	ordonnée, mm	p	paroi
<i>Symboles grecs</i>		r	radiatif
ε	émissivité GLO	s	surface
ϕ	flux de chaleur, W	$souf$	soufflage

1. Introduction

Les fenêtres sont thermiquement un des points faibles de l'enveloppe des bâtiments. Les déperditions thermiques liées aux fenêtres, additionnées à celles dues au renouvellement d'air sanitaire, représentent 30 à 40 % des déperditions totales à travers l'enveloppe d'un bâtiment [1]. La fenêtre pariétodynamique, ou « fenêtre ventilée » est un élément permettant de réduire de façon passive ces déperditions. Il s'agit d'un composant d'enveloppe multifonctionnel permettant, outre l'accès à la lumière naturelle, d'assurer en conditions hivernales le préchauffage de l'air neuf introduit dans le bâtiment. Cet air neuf extérieur, nécessaire au renouvellement d'air sanitaire, circule entre les vitres de la fenêtre avant son introduction dans le bâtiment (Figure 1a). Il est ainsi préchauffé en récupérant à la fois une part des déperditions de chaleur à travers la fenêtre, et une part de l'énergie provenant du rayonnement solaire absorbé par les vitres. Des **études récentes [2, 3] ont montré** qu'une fenêtre pariétodynamique permet de réduire les déperditions thermiques de l'ordre de 20 % par rapport à une fenêtre à

double vitrage classique, le préchauffage de l'air neuf entrant dépendant de l'ensoleillement et du débit d'air.

En contrepartie de ce préchauffage de l'air neuf entrant, la température de la vitre intérieure est plus faible que pour un double ou triple vitrage classique, dû à la circulation d'air. Ceci peut accentuer l'effet de paroi froide et donc affecter le confort thermique des occupants. Par conséquent, la fenêtre pariétodynamique étudiée a été améliorée par l'ajout d'un film chauffant au sein du verre intérieur. La fenêtre devient alors un système actif lui permettant de remplir, en plus des fonctions précitées, celle d'émetteur de chaleur et, par conséquent de supprimer tout risque d'effet de paroi froide. De plus, l'association fenêtre pariétodynamique / vitrage chauffant est motivée par le fait que l'effet pariétodynamique permet de réduire les « pertes au dos » du vitrage chauffant et que, pour un bâtiment performant, elle pourrait se substituer aux émetteurs de chaleur traditionnels et conduire à un gain de surface habitable.

Dans cet article, nous nous intéressons aux champs de température obtenus par thermographie infrarouge à la surface de la vitre intérieure de cette fenêtre pariétodynamique chauffante. Trois paramètres de fonctionnement ont été considérés : le débit d'air circulant à travers la fenêtre, la différence de température de part et d'autre de la fenêtre et la puissance du film chauffant. L'effet de ces paramètres sur la distribution de température superficielle a été étudié expérimentalement, en l'absence d'apports solaires, dans une chambre climatique contrôlée en température. Au préalable, des résultats d'essais de caractérisation du film chauffant, en l'absence d'écoulement au sein de la fenêtre, sont présentés. Ceux-ci concernent l'évolution de la température moyenne de surface de la vitre en fonction de la puissance du film chauffant et une estimation de l'efficacité de ce dernier.

2. Méthodologie

2.1. Principe de fonctionnement de la fenêtre pariétodynamique étudiée

La fenêtre pariétodynamique chauffante étudiée (Figure 1b) comporte trois verres (notés V_1 , V_2 et V_3) et possède deux lames d'air ventilées (notées L_1 et L_2) mais un seul flux d'air. L'épaisseur des lames d'air L_1 et L_2 est respectivement de 22 et 20 mm. L'épaisseur des verres V_1 et V_2 est de 4 mm. Le verre V_3 est un verre feuilleté constitué de deux vitres de 3,5 mm d'épaisseur enfermant le film chauffant constitué d'oxydes métalliques déposé par pyrolyse. Celui-ci couvre la totalité de la surface du vitrage dont les dimensions sont de 1265×680 mm. Afin de permettre la circulation d'air, la fenêtre dispose de deux orifices intérieur et extérieur de dimensions 355×12 mm percés dans l'ouvrant de la menuiserie en partie haute.

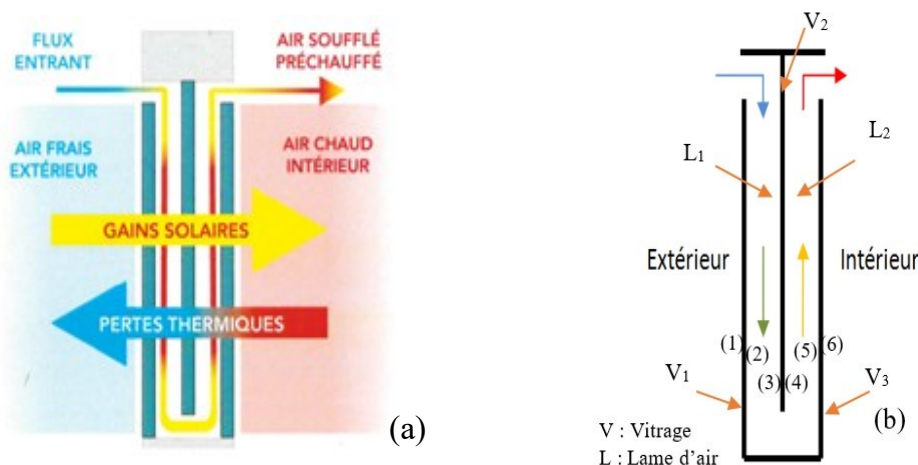


Figure 1 : (a) : Principe de fonctionnement de la fenêtre pariétodynamique étudiée [4]
(b) Composition de cette fenêtre

2.2. Dispositif expérimental

L'étude a été réalisée dans la chambre climatique AIRDIFF du LaSIE [5]. Cette chambre d'essai dispose de parois thermorégulées et d'une centrale de traitement d'air (CTA) pour le conditionnement de l'air introduit. Comme illustré sur la Figure 2, la fenêtre a été intégrée à une cloison séparant la chambre AIRDIFF en deux compartiments : un compartiment « technique » représentant les conditions extérieures simulées, et la zone de test représentant l'ambiance intérieure.

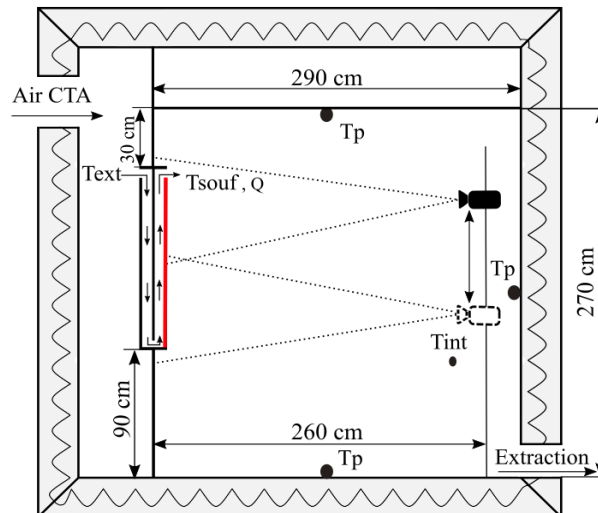


Figure 2 : Vue en coupe de la chambre climatique dans laquelle a été intégrée la fenêtre pariétodynamique chauffante

La CTA permet d'ajuster la température de l'air dans le compartiment technique, T_{ext} . Le débit d'air Q circulant dans la fenêtre est calculé au niveau de la mortaise (entrée d'air) de cette dernière : $Q = S_g \cdot V_{souf}$, où S_g est la section de passage de l'air ($S_g = 4260 \text{ mm}^2$) et V_{souf} la vitesse d'air mesurée au centre de la mortaise, à l'aide d'un anémomètre à boule chaude (TSI 8475). L'incertitude sur la mesure du débit est alors de l'ordre $0,7 \text{ m}^3/\text{h}$ en supposant un profil de vitesse plat à l'entrée d'air. Le dispositif est complété par une pompe à chaleur air/eau qui pilote la température des parois T_p et qui permet d'ajuster la température de l'ambiance intérieure, T_{int} .

La puissance électrique du film chauffant a été réglée à l'aide d'un variateur de tension de type roto-transformateur. La tension et le courant délivrés ont été mesurés à l'aide de deux multimètres de table (modèle Aim-TTi), avec des incertitudes de mesure de l'ordre de $\pm 0,5 \text{ V}$ et $\pm 0,05 \text{ A}$, respectivement. La densité de puissance électrique du film chauffant p a été calculée comme le produit de ces deux quantités, divisé par la surface du vitrage. L'incertitude maximale associée est de l'ordre de $14 \text{ W}/\text{m}^2$ pour la plage de puissance considérée.

Les mesures de température dans la chambre climatique, ainsi qu'à l'entrée d'air de la fenêtre, T_{souf} , ont été réalisées à l'aide de thermocouples de type K à soudures apparentes de 1 mm de diamètre, préalablement étalonnés. L'acquisition des données a été effectuée grâce à une centrale de mesure Campbell Scientific CR1000 munis de multiplexeurs AM25T. L'incertitude globale de la chaîne d'acquisition en température a été évaluée à $\pm 0,35 \text{ K}$ avec un écart relatif entre thermocouples de $\pm 0,05 \text{ K}$.

Les champs de température de la face (6) du vitrage (Figure 1b) ont été obtenus à l'aide d'une caméra infrarouge FLIR SC5200, à détecteur InSb refroidi, de 320×256 pixels ($81\,920$ pixels). Sa bande spectrale est comprise entre $2,5$ à $5,1 \mu\text{m}$ et sa sensibilité thermique (NETD) déclarée par le fabricant est de 25 mK . Son étalonnage a été réalisé pour un temps

d'intégration de $424 \mu\text{s}$ à l'aide d'un corps noir SR 800 de EI Systems dans la plage de température $15 - 53 \text{ }^\circ\text{C}$. L'incertitude de mesure associée a été estimée après étalonnage à $0,5 \text{ K}$. Il est à noter que le verre intérieur (V3), intégrant l'élément chauffant (dépôt d'oxydes métalliques), est un verre feuilleté qui est opaque aux infrarouges de longueurs d'onde supérieures à $2,3 \mu\text{m}$, et donc sur la bande spectrale de la caméra. Nous avons de plus caractérisé l'émissivité de celui-ci à l'aide d'un émissomètre portable, AE1 de D&S, fonctionnant sur la bande spectrale $3-30 \mu\text{m}$. Pour la face (6), nous avons ainsi obtenu $\varepsilon = 0,87 \pm 0,02$.

En pratique, les mesures par thermographie ont été conditionnées par la connaissance de cette valeur d'émissivité ainsi que par celle de la température apparente réfléchie. Celle-ci a été supposée être égale à la température des parois de la chambre climatique, revêtues d'une peinture noire à forte émissivité. De plus, afin d'acquérir l'intégralité du champ de température et étant donné le recul limité dans la chambre climatique, nous avons fait l'acquisition successivement d'un champ supérieur puis d'un champ inférieur, en veillant à avoir une zone de recouvrement (Figure 2).

3. Résultats

3.1. Étude préalable sans écoulement d'air

Dans un premier temps, nous avons obturé les orifices de ventilation de la fenêtre pariétodynamique afin d'étudier le champ de température de la face (6) de la fenêtre en l'absence d'écoulement au sein de celle-ci. Cela revient à considérer un triple vitrage chauffant. Cette étude permet, d'une part, d'évaluer le champ de température dans une configuration de référence sans écoulement et, d'autre part, de déterminer les conditions d'utilisation du film chauffant en termes de puissance électrique et de température maximale atteinte. En effet, pour des raisons de sécurité, la température de surface à ne pas dépasser, afin d'éviter tout risque de brûlure pour les usagers, est de l'ordre de $45 \text{ }^\circ\text{C}$ [6]. Au cours de cette étude préalable, nous avons fait varier progressivement la densité de puissance électrique du film chauffant de 0 à 472 W/m^2 en maintenant la température intérieure de la chambre climatique à $T_{\text{int}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

La Figure 3a présente l'évolution de la température moyenne de la face (6) de la fenêtre en fonction de la densité de puissance électrique du film chauffant. Pour une densité de puissance de 280 W/m^2 , la Figure 3b illustre la distribution de la température de surface. On remarque sur cette figure un gradient de température vertical caractéristique de tirage thermique. Des effets de bord sont également visibles, dus à la présence du cadre dont la température est plus faible.

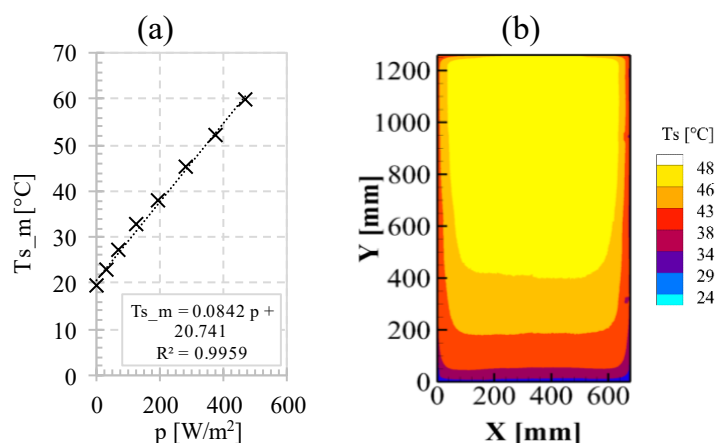


Figure 3 : (a) Évolution de la température moyenne de la face (6) de la fenêtre (non ventilée) en fonction de la puissance électrique du vitrage chauffant, (b) Champ de température sur la face (6) pour une densité de puissance du film chauffant de 280 W/m^2

L'évolution de température obtenue étant linéaire (Figure 3a), nous avons alors pu déterminer l'efficacité du film chauffant, définie comme le rapport entre l'énergie fournie par la fenêtre parietodynamique chauffante à l'ambiance intérieure et l'énergie fournie par le film chauffant. Pour ce faire, nous partons du bilan d'énergie du vitrage chauffant :

$$pS = \phi_r + \phi_c + \phi_{pertes} \quad (1)$$

où S est la surface de la fenêtre, ϕ_{pertes} représente le flux de chaleur émis par le film chauffant qui n'est pas transmis à l'ambiance intérieure (« pertes au dos »), ϕ_r et ϕ_c sont les flux de chaleur radiatif et convectif à la surface intérieure de la fenêtre (face (6)). Ces derniers peuvent s'exprimer comme suit :

$$\phi_r = h_r S (T_{S_m} - T_{P_m}) \text{ et } \phi_c = h_c S (T_{S_m} - T_{int}) \quad (2)$$

où T_{S_m} est la température moyenne de la face (6) de la fenêtre, T_{P_m} la température moyenne des parois de la chambre climatique, h_r le coefficient d'échange radiatif et h_c le coefficient d'échange convectif. À noter que les échanges radiatifs ont été linéarisés (faibles écarts de température) et que les échanges thermiques avec le cadre de la fenêtre n'ont pas été pris en compte en première approximation. h_c a été déterminé à l'aide d'une corrélation empirique établie pour un panache généré le long d'une paroi plane verticale isotherme [7].

En posant $pS - \phi_{pertes} = \eta pS$ et $T_{P_m} = T_{int}$ (équilibre thermique de la chambre climatique), nous obtenons :

$$T_{S_m} = \frac{\eta p}{(h_r + h_c)} + T_{int} \quad (3)$$

Par comparaison à la loi établie par régression linéaire (Figure 3a), nous identifions $\frac{\eta}{h_r + h_c} = 0,0842$ et $T_{int} = 20,74^\circ\text{C}$. Cette dernière égalité est cohérente avec les conditions expérimentales ($T_{int} = 20^\circ\text{C}$) tandis que la première nous permet d'obtenir une première estimation de l'efficacité du film chauffant : $\eta = 0,0842(h_r + h_c) = 0,77$. À noter que cette valeur est sous-estimée puisque l'on a supposé des transferts de chaleur 1D (perpendiculaires à la fenêtre) et que l'on n'a donc pas pris en compte la chaleur transmise du vitrage au cadre par conduction, puis communiquée par ce dernier, partiellement, à l'ambiance intérieure.

3.2. Étude paramétrique avec écoulement d'air au sein de la fenêtre

La deuxième série d'essais vise à étudier les champs de température de la face (6) pour diverses conditions de fonctionnement. Nous nous sommes intéressés à l'influence de trois paramètres que sont la densité de puissance du film chauffant p , le débit d'air Q à travers la fenêtre et la différence de température ΔT de part et d'autre de cette dernière.

Au cours de l'étude préliminaire, nous avons obtenu qu'à débit nul une densité de puissance de 280 W/m^2 conduit à une température moyenne de surface de 45°C et une température maximale de 48°C . Nous avons alors retenu cette valeur de densité de puissance comme valeur nominale de fonctionnement du film. Dans l'étude qui suit, celui-ci est soit éteint (off) soit à 280 W/m^2 (on). Le débit d'air a été choisi afin de correspondre à des valeurs usuelles en logements ou bureaux. En pratique, et suivant le nombre d'ouvertures du bâtiment, le débit par entrée d'air varie de 15 à $30 \text{ m}^3/\text{h}$. Comme le précise le Tableau 1, une série d'essai a donc été réalisée pour un débit d'air avoisinant $15 \text{ m}^3/\text{h}$ et une autre pour un débit d'air avoisinant $30 \text{ m}^3/\text{h}$. De plus, étant contraint en température d'air entrant dans la fenêtre par la puissance de la batterie froide de la CTA, la différence de température ΔT de part et d'autre de la fenêtre a été maintenue autour de 5°C et 7°C au cours des essais. La terminologie QX- Δ TY-Z est utilisée par la suite pour identifier chaque essai. À titre d'exemple, l'essai Q15- Δ T5-off a été réalisé

pour un débit de $15 \text{ m}^3/\text{h}$, un écart de température de 5°C et une puissance de chauffe nulle. Le Tableau 1 précise les conditions expérimentales de chaque essai.

Essais	Q m^3/h	ΔT $^\circ\text{C}$	T_{souf} $^\circ\text{C}$	$T_{P,m}$ $^\circ\text{C}$	$T_{S,m}$ $^\circ\text{C}$																													
Q15- $\Delta T5$ -off	15,2	4,6	18,7	19,8	16,7																													
Q30- $\Delta T5$ -off	30,6	4,8	18,5	20,4	17,0																													
Q15- $\Delta T5$ -on	15,7	4,9	34,3	37,9	Q30- $\Delta T5$ -on	30,5	4,5	31,8	19,5	36,3	Q15- $\Delta T7$ -off	15,1	6,9	22,3	25,1	21,4	Q30- $\Delta T7$ -off	30,4	6,8	22,2	25,3	21,2	Q15- $\Delta T7$ -on	15,9	7,1	37,9	25,1	41,4	Q30- $\Delta T7$ -on	29,8	6,7	35,4	25,0	40,1
Q30- $\Delta T5$ -on	30,5	4,5	31,8	19,5	36,3																													
Q15- $\Delta T7$ -off	15,1	6,9	22,3	25,1	21,4																													
Q30- $\Delta T7$ -off	30,4	6,8	22,2	25,3	21,2																													
Q15- $\Delta T7$ -on	15,9	7,1	37,9	25,1	41,4																													
Q30- $\Delta T7$ -on	29,8	6,7	35,4	25,0	40,1																													

Tableau 1 : Conditions expérimentales des essais réalisés

La Figure 4 représente l'ensemble des champs de température obtenus. Nous ne présentons ici que les résultats obtenus pour $\Delta T = 5^\circ\text{C}$, ceux obtenus pour $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ étant relativement similaires bien que le refroidissement du vitrage induit par la circulation d'air soit plus marqué.

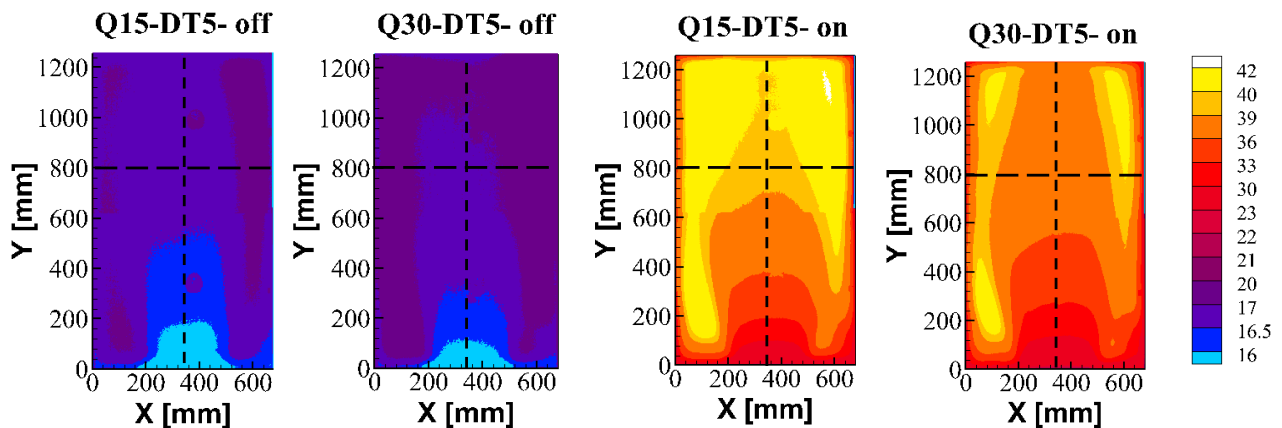


Figure 4 : Champs de température obtenus sur la face (6) de la fenêtre pour les différents cas testés à $\Delta T = 5^\circ\text{C}$

La Figure 5 présente les profils de température selon l'horizontale $Y = 800 \text{ mm}$ et la verticale $X = 340 \text{ mm}$. Ces positions sont repérées par des traits en pointillés sur la Figure 4.

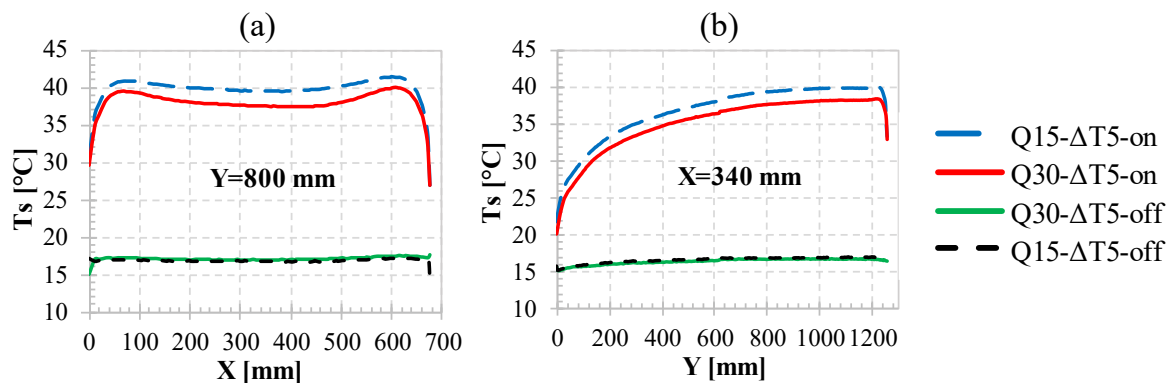


Figure 5 : Profils de température suivant l'horizontale $Y = 800 \text{ mm}$ (a) et la verticale $X = 340 \text{ mm}$ (b)

On remarque sur la Figure 4 et la Figure 5 des similitudes de distribution de la température pour chaque cas considéré, avec notamment une zone centrale de la vitre plus froide et des régions plus chaudes dans les coins inférieurs et supérieurs. La dissymétrie observée en partie

basse sera expliquée dans la section suivante. Ainsi, la Figure 4 et la Figure 5, montrent que les niveaux de température évoluent significativement avec l'activation du film chauffant. Nous observons sur la Figure 5 que l'augmentation du débit d'air a un effet moins marqué, tendant à réduire les niveaux de température par refroidissement du vitrage lorsque le film chauffant est actif. En l'absence de chauffage (fenêtre parietodynamique classique), le débit d'air a très peu d'effet sur la température superficielle de la vitre et l'écart observé se situe dans l'incertitude de mesure. Greffet [2] avait démontré que l'augmentation du débit d'air avait pour effet de réduire cette température, mais en considérant un écart de température de part et d'autre de la fenêtre plus conséquent (20°C).

3.3. Topologie de l'écoulement dans la 2^{ème} lame d'air

Nous avons montré précédemment que la distribution de la température de la face (6) de la fenêtre varie peu avec le débit d'air (également avec l'écart de température ΔT). La densité de puissance p influe significativement sur les niveaux de température mais ne modifie pas la distribution de température. Cela implique que l'écoulement dans la deuxième lame d'air est majoritairement lié à la géométrie de la veine d'air. Afin de visualiser cet écoulement, nous avons injecté un traceur dans la partie technique situé derrière la fenêtre (côté « extérieur »). Le traceur utilisé est constitué de bulles de savon gonflées à l'air dont le diamètre est de l'ordre de 1 mm. Du fait des faibles vitesses d'écoulement, ces bulles sont visibles à l'œil nu, permettant l'étude qualitative de l'écoulement dans la lame d'air L_2 . La Figure 6a présente la distribution de la température d'air dans le cas Q15- ΔT 5-on et la Figure 6b retranscrit de manière qualitative les lignes de courants de l'écoulement dans la 2^{ème} lame d'air L_2 déduites de l'observation des bulles de savon.

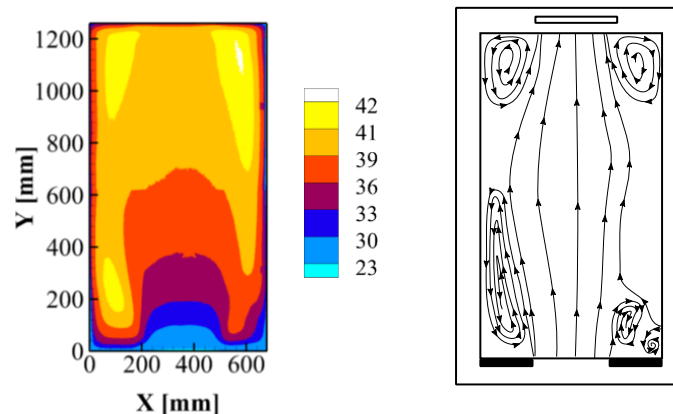


Figure 6 : (a) Distribution de la température sur la face (6) de la fenêtre, (b) Illustration de l'écoulement dans la lame d'air L_2 déduite d'observations qualitatives à l'aide de bulles de savon

Les zones les plus chaudes de la vitre correspondent aux zones où ont été observées des recirculations, à savoir dans les coins inférieurs et supérieurs. En partie haute, ces recirculations sont dues à un rétrécissement de la veine d'air due à la présence de la bouche d'entrée d'air dont la largeur est inférieure à celle de la vitre. En partie basse, les recirculations sont également dues à un rétrécissement de la veine d'air, mais celui-ci est causé par des cales latérales qui maintiennent l'écartement entre les vitres V_2 et V_3 . Enfin, l'asymétrie gauche/droite observée en partie basse est due à une mauvaise étanchéité entre le verre central et le cadre. Ceci a été visualisé grâce aux bulles de savon. L'air provenant de la lame d'air L_1 étant plus froid que dans la lame L_2 , cela explique que les niveaux de température obtenus dans le coin inférieur droit soient plus faibles que dans le coin inférieur gauche. Cette topologie de l'écoulement, déduite d'observations qualitatives et de visualisations par thermographie, n'est pas optimale puisque dans les zones de recirculation la température est plus élevée. Cette inhomogénéité de distribution de la température limite la puissance électrique fournie par le film chauffant

puisque la température dans ces zones de recirculation ne doit pas dépasser un certain seuil pour des raisons de sécurité.

4. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux présentés ici s'inscrivent dans une étude menée dans le but d'évaluer la pertinence de coupler une fenêtre pariétodynamique, permettant de réduire les déperditions thermiques et d'insuffler de l'air neuf préchauffé, à un film chauffant par effet Joule, permettant de supprimer l'effet de paroi froide de la fenêtre et de substituer cette dernière aux émetteurs de chaleurs traditionnels.

Dans cet article, des premiers essais de caractérisation du vitrage chauffant par thermographie infrarouge ont été présentés. Une étude préalable a consisté à déterminer, en l'absence d'écoulement au sein de la fenêtre, l'évolution de la température moyenne à la surface intérieure du vitrage en fonction de la puissance. A partir d'un bilan énergétique, nous avons également obtenu dans ce cas une première estimation de l'efficacité du film chauffant intégré à la fenêtre pariétodynamique, de l'ordre de 0,77.

En conditions de fonctionnement normales (fenêtre ventilée), nous avons ensuite étudié l'effet de trois paramètres sur le comportement thermique de la fenêtre. Les résultats indiquent que la puissance du film chauffant influe significativement les niveaux de température tandis que le débit d'air et la différence de température de part et d'autre de la fenêtre ont un effet limité, tendant à réduire les niveaux de température par refroidissement du vitrage.

Enfin, la visualisation de l'écoulement au sein de la fenêtre a permis de mettre en évidence que l'écoulement dans la seconde lame d'air (côté intérieur) est majoritairement lié à la géométrie de la veine d'air. En effet, la présence de régions plus chaudes à la surface de la vitre est due à l'existence de zones de recirculations au sein de cette lame d'air.

Références

- [1] Particuliers et éco-citoyens, Mon habitation, Rénover, Isolation, ADEME. (n.d.). <https://www.ademe.fr/particuliers-eco-citoyens/habitation/renover/isolation>.
- [2] R. Greffet, *Études expérimentale et numérique des performances énergétiques d'une fenêtre pariétodynamique*, Thèse de Doctorat, Université de La Rochelle, 2016.
- [3] F. Gloriant, *Caractérisation et modélisation d'une fenêtre parieto-dynamique à trois vitrages*, Thèse de Doctorat, Université d'Artois, 2014.
- [4] G. RIDORET, Principe - Fenêtre EnR par le Groupe RIDORET, (n.d.). <http://fenetre-enr.fr/principe.html,1,60,0,0,0>.
- [5] P. Bragança, Ventilation par mélange utilisant des dispositifs de diffusion munis d'inserts lobés : analyse des écoulements moteurs et du confort thermique induit, Université de La Rochelle, 2017.
- [6] Riou Glass lance son vitrage chauffant Rglass Calor, Verre & Protections.Com. (2013). <http://www.verreetprotections.com/riou-glass-lance-son-vitrage-chauffant-rglass-calor/>.
- [7] S.W. Churchill, H.H.S. Chu, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, International Journal of Heat and Mass Transfer. 18 (1975) 1323–1329. doi:10.1016/0017-9310(75)90243-4.

Remerciements

Nous remercions la Région Nouvelle-Aquitaine et l'Union Européenne pour le financement de cette étude (Programme Opérationnel FEDER/FSE 2014-2020). Nous adressons également nos remerciements au Dr. Matthieu Fenot de l'institut Pprime, pour son aide quant à l'étalonnage de la caméra IR.

Simulation du comportement hygrothermique d'une façade opaque ventilée de bâtiment

Thibaut COLINART^{1*}, Mathieu BENDOUMA¹, Patrick GLOUANNEC¹

¹Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France

* (auteur correspondant : thibaut.colinart@univ-ubs.fr)

Résumé – L'isolation thermique par l'extérieur sous bardage est fréquemment mise en œuvre lors de réhabilitation de bâtiment. Cependant, si le dimensionnement se fait sur des critères de résistance thermique ou de tenue au feu, la question de l'humidité est rarement prise en compte. Cette étude vise à modéliser le comportement hygrothermique d'une telle paroi : un bilan thermique classique est posé au niveau du bardage, un bilan thermique et massique est écrit dans la lame d'air ventilée et enfin les équations de transfert couplés de chaleur et d'humidité sont résolues dans le reste de la paroi. Les résultats de simulation numérique sont confrontés à des données expérimentales de température et d'humidité mesurées sur un lycée rénové. La comparaison s'appuie sur des analyses de sensibilité de quelques paramètres.

Nomenclature

c_p	capacité thermique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
D^T	coefficient de diffusion, $kg \cdot m^{-1} \cdot K^{-1} \cdot s^{-1}$
D^ϕ	coefficient de diffusion, $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
h_c	coefficient de convection, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
L_v	chaleur latente de vaporisation, $J \cdot kg^{-1}$
M_v	masse molaire de l'eau, $g \cdot mol^{-1}$
p_v	pression de vapeur, Pa
q_m	densité de flux massique, $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
Q_m	terme source massique, $kg \cdot s^{-1}$
q_{th}	densité de flux thermique, $W \cdot m^{-2}$
Q_{th}	terme source thermique, W
Q_v	débit volumique, $m^3 \cdot s^{-1}$
R	constante des gaz parfaits, $J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$
S	surface d'échange, m^2
T	température, $^{\circ}C$
t	temps, s
V	volume, m^3
w	teneur en eau, $kg \cdot kg^{-1}$

Symboles grecs

θ	capacité hydrique, -
λ	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
ρ_v	masse volumique de vapeur, $kg \cdot m^{-3}$
ρ_s	masse volumique sèche, $kg \cdot m^{-3}$
ϕ	humidité relative, -

Indices et exposants

<i>ext</i>	extérieur
GLO	grande longueur d'onde
CLO	courte longueur d'onde
PP	pare-pluie
<i>l</i>	liquide
<i>v</i>	vapeur
VC	cavité ventilée

1. Introduction

Les façades opaques ventilées sont de plus en plus présentes dans les enveloppes des bâtiments. En plus d'une liberté esthétique, elles présentent de multiples avantages comme la possibilité d'une industrialisation avancée ou encore la possibilité d'y intégrer des systèmes énergétiques (panneaux PV, pompe à chaleur, etc.). Historiquement, ces façades ont été développées dans les pays d'Europe et d'Amérique du Nord en réponse aux problèmes de durabilité des bâtiments à ossature bois au regard de l'humidité [1]. Récemment, ces façades se sont également déployées dans les pays d'Europe du Sud, notamment en raison de leur capacité à limiter les surchauffes en été [2].

Si la modélisation thermique des façades ventilées a fait l'objet de nombreuses études, dont une synthèse est proposée par De Gracia et al. [3], leur modélisation hygrothermique est moins fréquente [4][5]. Dans ce cas, les études visent à traiter la question du potentiel de séchage de la paroi et étudier les risques pathologiques liés à l'humidité. Actuellement, une grande partie de ces études est menée à l'aide du logiciel WUFI. Cependant, ce dernier présente quelques limites pour traiter ce type de problème. Par exemple, le rayonnement GLO n'est pas traité spécifiquement et est inclus dans un coefficient d'échange global. De même, le rayonnement CLO diffus est considéré comme isotrope. Enfin, une des principales hypothèses est que le renouvellement d'air dans la cavité ventilée est supposé constant ; Or, les écoulements y sont induits par le vent et le tirage thermique et sont donc par nature variables, comme cela est confirmé par les mesures de Langmans et al. [6].

Dans cette communication, on s'attache à proposer un modèle décrivant le comportement hygrothermique d'une façade opaque ventilée. Lors de la comparaison avec des données expérimentales, on cherchera à questionner les choix de modélisation, notamment celles liées au rayonnement et au renouvellement d'air.

2. Présentation du cas d'étude

L'étude porte sur un bâtiment d'enseignement en béton rénové par la mise en œuvre d'une isolation thermique extérieure en caissons préfabriqués à ossature bois [7]. Ces caissons sont composés en partie courante (de l'extérieur vers l'intérieur) d'un bardage métallique, d'une lame d'air ventilée de 5,4 cm (incluant des tasseaux verticaux et horizontaux en bois), d'une membrane pare-pluie, d'une première couche de laine minérale de 12 cm, d'un panneau de contreventement (OSB) de 1 cm, d'une seconde couche de laine minérale de 12 cm (Figure 1). L'originalité de ce design tient dans le fait que l'étanchéité à l'air du bâtiment est réalisée par l'extérieur à l'aide de la membrane pare-pluie. Enfin, compte tenu que la façade initiale n'est pas plane, une cavité non ventilée est formée entre le caisson préfabriqué et le béton.

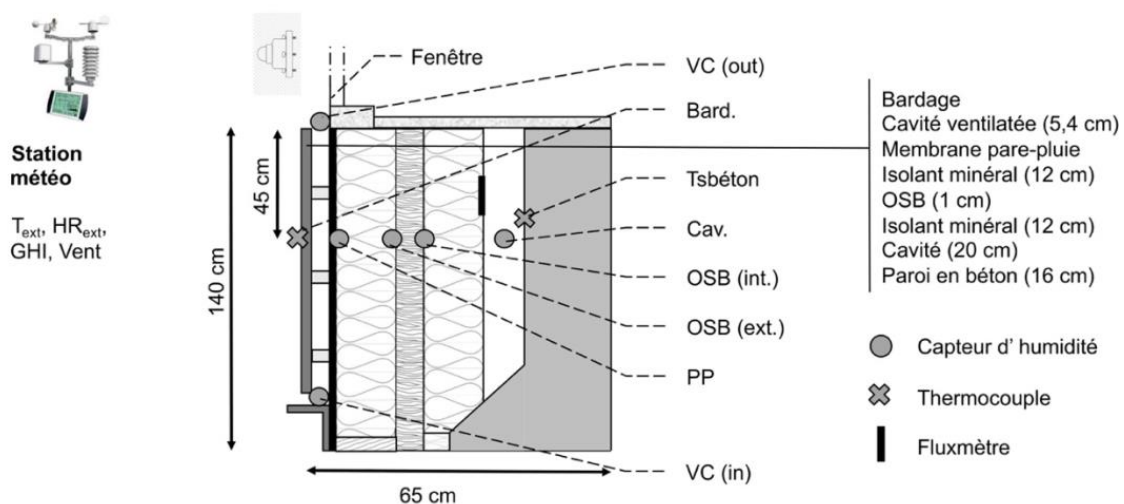


Figure 1 : Schéma de la paroi et positionnement de l'instrumentation.

Un élément de façade orienté au Sud-Est a fait l'objet d'un suivi sur une période de 2 ans (juin 2015-juin 2017). Cet élément est adjacent à une salle de classe et donne sur une grande cour dégagée. Une instrumentation permanente a été mise en place dès la pose des panneaux préfabriqués dans la partie courante des parois (i.e. loin de toute singularité). Elle se compose de thermocouples de type K ($\Delta T = \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$), de thermohygromètres de type Sensirion SHT 75

($\Delta HR = \pm 2 \%$; $\Delta T = \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$) et d'un fluxmètre (Captec). Une station météo (Vantage PRO 2, Davis Instruments) placée sur le toit d'un bâtiment voisin permet de relever les conditions climatiques extérieures (T, HR, précipitation, vent et rayonnement solaire global horizontal). En complément, des mesures ponctuelles de la température de surface extérieure du bardage et du rayonnement solaire global vertical (Pyranomètre CMP 10, Kipp&Zonen) ont été réalisées durant les périodes de vacances scolaires. L'ensemble des capteurs ont une période d'acquisition de 10 minutes.

3. Modélisation

3.1. Équations constitutives

Une modélisation des transferts couplés de chaleur et d'humidité a été mise en place afin d'accéder aux champs de température et d'humidité relative dans la paroi. En supposant négligeable l'hystérésis et la thermo-dépendance des isothermes de sorption, ainsi que la thermo-migration de l'eau liquide, les équations dans les matériaux s'écrivent [8] :

$$\rho_s(c_{p,s} + w c_{p,l}) \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla(-\lambda \nabla T) + \nabla \left((D_v^\phi \nabla \phi + D_v^T \nabla T) (L_v + (c_{p,v} - c_{p,l})(T - T_{ref})) \right) \quad (1)$$

$$\rho_s \theta \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\nabla(- (D_l^\phi + D_v^\phi) \nabla \phi - D_v^T \nabla T) \quad (2)$$

Compte tenu de sa faible épaisseur, la membrane pare-pluie est considérée uniquement comme un élément résistif au transfert d'humidité. L'ensemble des propriétés de stockage et de transfert thermique et hydrique ont été mesurées au laboratoire et sont disponibles dans [9].

Une approche nodale similaire à celle développée dans WUFI est retenue dans la cavité ventilée pour des raisons de simplicité :

$$V \frac{d}{dt} \left(\rho c_{p,air} T_{VC} + (L_{v0} + c_{pv} (T_{VC} - 273.15)) \frac{M_v}{RT_{VC}} \frac{dp_{v,VC}}{dt} \right) = q_{conv}^{VC} S + q_{conv}^{PP} S + Q_{th,VC} \quad (3)$$

$$V \frac{M_v}{RT_{VC}} \frac{dp_{v,VC}}{dt} = q_m^{PP} S + Q_{m,VC} \quad (4)$$

Avec $Q_{th,VC}$ et $Q_{m,VC}$ les termes sources/puits dus au renouvellement d'air :

$$Q_{th,VC} = Q_v \rho c_{p,air} (T_{ext} - T_{VC}) \quad (5)$$

$$Q_{m,VC} = Q_v (\rho_{v,ext} - \rho_{v,VC}) \quad (6)$$

Avec Q_v le débit d'air volumique dans la cavité ventilée.

Enfin, le bardage métallique étant fin, bon conducteur thermique, étanche à l'air et à l'humidité, un bilan thermique instantané permet d'accéder à sa température :

$$q_{CLO}^{ext} + q_{GLO}^{ext} + q_{GLO}^{VC} + q_{conv}^{ext} + q_{conv}^{VC} = 0 \quad (7)$$

3.2. Conditions aux limites et initiales

Les conditions aux limites sont de nature convective et radiative (CLO et GLO). L'absorptivité CLO du bardage et les émissivités GLO des divers matériaux ont été mesurées au laboratoire [9]. Les températures mesurées d'air extérieur, d'air à proximité du béton et de surface de béton sont directement utilisées comme données d'entrée pour la simulation. Pour les autres grandeurs, les choix suivants ont été adoptés.

Le rayonnement solaire global sur la surface d'intérêt est requis pour traiter les échanges radiatifs CLO. Or, sauf exception, seul le rayonnement solaire global horizontal est disponible. Aussi, il est fréquent de convertir cette donnée selon la démarche suivante :

- Séparation du rayonnement solaire global horizontal en une composante directe et diffuse à l'aide d'un modèle de décomposition kd . Ces modèles peuvent être simples (Reindl, Erbs ou OHm) ou plus avancés (DISC ou DIRINT model) ;
- Conversion de ces composantes sur un plan vertical. Si la conversion du rayonnement direct est purement géométrique, celle du rayonnement diffus se fait à l'aide d'un modèle de transposition Rd . Ces modèles peuvent être également simples (isotrope) ou plus avancés (Reindl, Perez). Enfin, il convient d'ajouter une composante réfléchie, moyennant la définition d'un albédo des surfaces environnantes (généralement 0,2).

La Figure 2 présente une comparaison de données expérimentales mesurées en octobre 2016 avec deux de ces modèles : un simple (kd : Reindl et Rd : isotrope) et un plus complexe (kd : DISC et Rd : Reindl). On note peu de différence entre les modèles et les mesures pour des conditions de ciel couvert : la moyenne des écarts est de l'ordre de 10 W.m^{-2} , soit 10 % en relatif. En revanche, des écarts allant jusqu'à 150 W.m^{-2} (et 46 % relatif) sont observés pour des conditions de ciel clair pour le modèle simple, alors que le modèle plus complexe conduit à une meilleure prédiction du rayonnement global vertical. Des comparaisons effectuées à d'autres périodes de l'année conduisent aux mêmes commentaires.

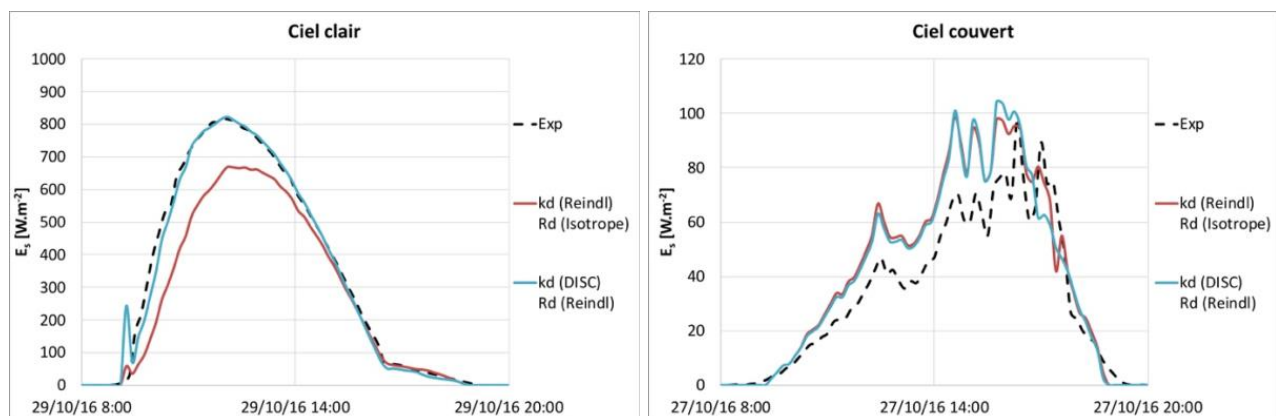


Figure 2 : Rayonnement solaire global vertical mesuré et calculé sous des conditions de ciel clair et couvert en octobre.

Au niveau de la surface extérieure du bardage, les échanges radiatifs GLO se font avec la voûte céleste, le sol et l'environnement proche. Leur calcul requiert une connaissance fine de l'environnement proche du bâtiment pour évaluer les facteurs de forme, et une métrologie ou des modèles adaptés pour quantifier les températures radiantes [10]. Ici, une approche simple conforme à la norme ISO 52016 est retenue : la température de ciel est égale à la température d'air extérieure soustraite de 11 °C et le facteur de forme associé est supposé égal à 0,5 ; par défaut, les températures du sol et de l'environnement sont prises égales à celle de l'air extérieur [11]. Au niveau de la cavité ventilée et de l'espace d'air à proximité du béton, des facteurs de forme égaux à l'unité sont considérés.

Le coefficient d'échange par convection à l'extérieur d'un bâtiment peut être évalué selon une multitude de corrélation. D'après l'analyse exhaustive proposée par Mirsadeghi et al. [12], les relations de Liu & Harris et de ASHRAE task group sont les plus adaptées pour des bâtiments de 1 et 6-8 étages respectivement :

$$h_c^{ext} = 1,43 + 1,53 v \text{ (Liu \& Harris)} \quad (8)$$

$$h_c^{ext} = 18,6 * (0,5(si v < 2) + 0,25 v(si v > 2))^{0,605} \text{ (ASHRAE)} \quad (9)$$

A titre d'exemple, ces corrélations sont tracées sur quelques jours sur la Figure 3 : la première conduit à des valeurs comprises entre 1,5 et 5 $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, alors que la seconde donne des valeurs plus élevées (de l'ordre de 12 $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) et moins variables dans le temps. Selon Mirsadeghi et al. [12], les différences observées proviennent entre autres des conditions d'élaboration de ces relations. Les bâtiments étudiés ayant 3 étages, les deux corrélations seront testées.

Au niveau de la cavité ventilée, les échanges convectifs sont difficiles à appréhender compte tenu de la variabilité des sollicitations thermiques d'une part et de la géométrie complexe engendrée par la présence des tasseaux d'autre part. Par conséquent, le coefficient d'échange convectif est supposé constant et deux valeurs sont testées : 10 (référence) et 3 $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (ordre de grandeur pour de la convection naturelle laminaire [13]).

Au niveau de l'espace d'air à proximité du béton, un coefficient constant de 3 $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ est retenu. Par ailleurs, les coefficients d'échange convectifs massique k_m sont déduits des coefficients d'échange convectifs thermiques selon la relation de Lewis.

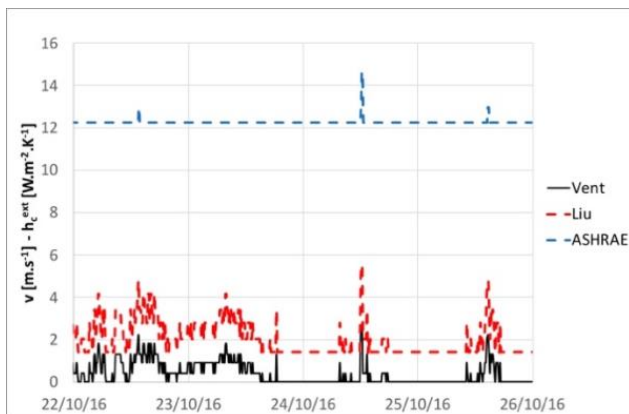


Figure 3 : Coefficient d'échange convectif extérieur calculé en octobre.

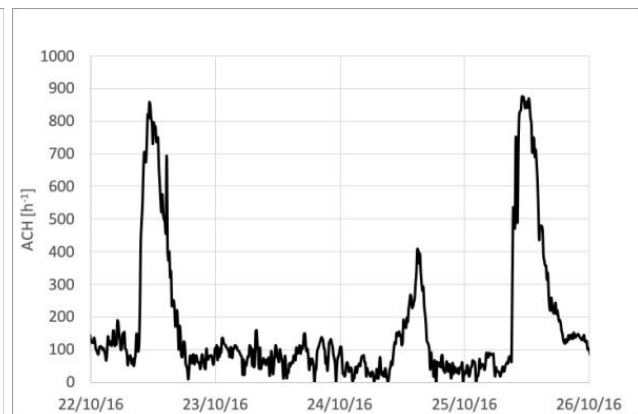


Figure 4 : Taux de renouvellement d'air dans la cavité ventilée calculée en octobre.

Enfin, le renouvellement d'air dans la cavité ventilée se fait sous l'action du tirage thermique et du vent. Cette seconde force motrice requière la connaissance de la différence entre l'entrée et la sortie du coefficient de pression ΔC_p . En accord avec les travaux de Falk et Sandin [1] et Langmans et al. [6], une valeur constante de 0,029 est retenue. Ces forces motrices viennent compenser les pertes de charges linéiques et singulières. Ces dernières sont évaluées en s'appuyant sur les travaux de Falk et Sandin [1] et de Gullbrekken et al. [14]. Au final, le taux de renouvellement d'air ACH (h^{-1}) peut être approché par la relation suivante :

$$ACH = \frac{Q_v}{V} 3600 = 750(\Delta p)^{0,55} \quad (8)$$

La Figure 4 montre que le taux de renouvellement d'air calculé selon cette approche varie entre 100 h^{-1} durant les périodes nocturnes et 900 h^{-1} durant les journées ensoleillées. A titre de comparaison, le cas d'un taux constant égale à 600 h^{-1} [6] est également testé.

Pour fixer les conditions initiales, les températures et humidités relatives mesurées sont utilisées et extrapolées sur toute l'épaisseur de la paroi. La paroi ayant une inertie thermique et hydrique faible, la période d'initialisation de la simulation n'excède pas 2 jours.

4. Résultats et discussion

Les simulations sont réalisées sur une période de 10 jours à l'aide de l'outil Comsol Multiphysics. Les résultats sont présentés sur la Figure 5 et la Figure 6 pour 2 jours consécutifs (un ensoleillé et un nuageux). La simulation de « base » est définie avec les paramètres suivants : modèle solaire complexe (kd : DISC et Rd : Reindl), relation de ASHRAE task group pour h_c^{ext} , $h_c^{VC} = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et vitesse variable dans la cavité ventilée. Puis, chacun de ces paramètres a été modifié tour à tour individuellement pour évaluer leur effet. Les écarts instantanés de température et d'humidité relative par rapport à la simulation de « base » ont été relevés en journée (le 22/10 à 12h) et la nuit (le 23/10 à 5h) et sont présentés respectivement dans le Tableau 1 et dans le Tableau 2.

La comparaison de la simulation de « base » avec les données expérimentales montre que la tendance globale est respectée, mais aussi que des différences existent. Ces dernières sont analysées au travers de l'influence de chacun des paramètres.

En période diurne, le choix du modèle solaire a un impact en tout point de la paroi en termes de déphasage, en lien avec celui observé sur la Figure 2. Par ailleurs, les différences d'éclairement solaire de 150 W.m^{-2} conduisent à des différences de température *que* d'environ $5 \text{ }^\circ\text{C}$ en surface de bardage. Durant les périodes nocturnes, aucune différence n'est évidemment à constater en surface, mais des écarts sont à constater au niveau de l'OSB. Cependant, ils restent faibles, compte tenu de la faible inertie thermique et hydrique de la paroi.

Dans les conditions étudiées, le fait de prendre un taux de renouvellement d'air constant ou variable n'a qu'une influence limitée sur les prédictions de température et d'humidité relative, tant sur les amplitudes que sur le phasage. D'un point de vue thermique, la part du flux lié au renouvellement d'air est relativement faible par rapport aux autres flux considérés dans la cavité ventilée. D'un point de vue hydrique, la forte résistance au transfert d'humidité de la membrane pare-pluie implique que les échanges avec le reste de la paroi sont peu importants : les variations temporelles d'humidité relative calculées dans la cavité ventilée sont plutôt le fait des variations de HR_{ext} et de la température.

Le coefficient d'échange convectif dans la cavité ventilée influence les simulations uniquement lorsque la paroi est sollicitée par un rayonnement solaire significatif. Dans ce cas, des écarts allant jusqu'à $6 \text{ }^\circ\text{C}$ et $14 \text{ } \%$ ont pu être observés dans la cavité ventilée. Ces différences se répercutent immédiatement au niveau du bardage et dans une moindre mesure dans le reste de la paroi. A la lueur de ces résultats, il conviendrait donc d'utiliser une relation tenant compte des sollicitations extérieures, mais qui resterait adaptée à la géométrie complexe de cette cavité ventilée.

Enfin, le coefficient d'échange convectif extérieur présente la plus grande influence sur les résultats : la réduction de h_c^{ext} durant les périodes diurnes conduit à des écarts allant jusqu'à $16 \text{ }^\circ\text{C}$ en surface de bardage et jusqu'à $12 \text{ } \%$ dans la cavité ventilée. De plus, ces écarts demeurent importants durant une bonne partie de la journée. Cette élévation de température conduit à une augmentation des flux d'humidité dans le reste de la paroi et donc à une augmentation de l'humidité relative au niveau de l'OSB de l'ordre de $3 \text{ } \%$. Pour ces conditions, les conséquences sont nulles ; en revanche, dans d'autres cas, cela pourrait avoir des conséquences sur la prédiction des risques pathologiques liés à l'humidité. Durant les périodes nocturnes, la réduction de h_c^{ext} implique une augmentation relative de la part des autres flux, notamment radiatif avec la voûte céleste. La température de ciel étant significativement plus faible que les autres températures, la température de bardage, et par conséquent toutes les autres températures de la paroi, sont plus faibles. Le corollaire à cette tendance est que l'humidité

relative est plus importante ; cela est particulièrement notable dans la cavité ventilée où un état de saturation est prédit en fin de nuit du 22/10.

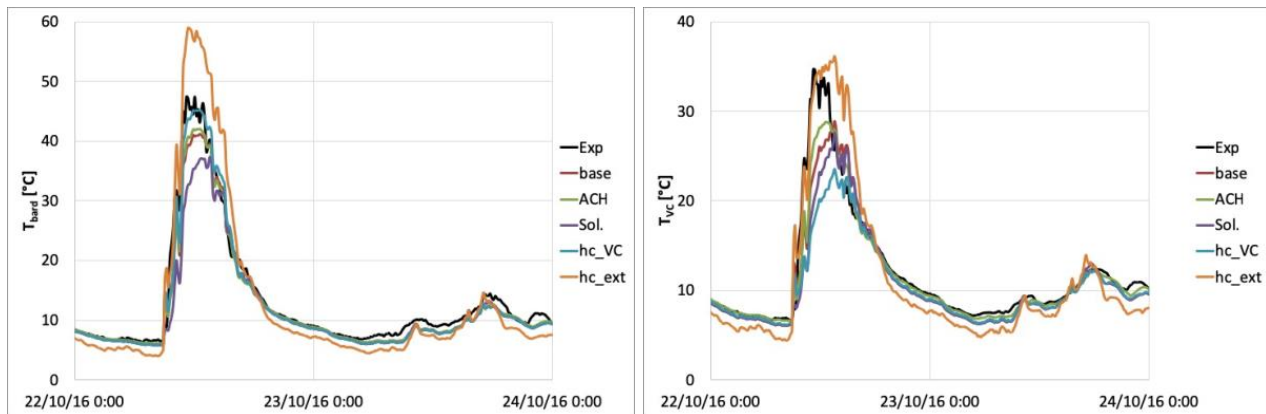


Figure 5 : Températures mesurées et simulées en surface de bardage et dans la cavité ventilée.

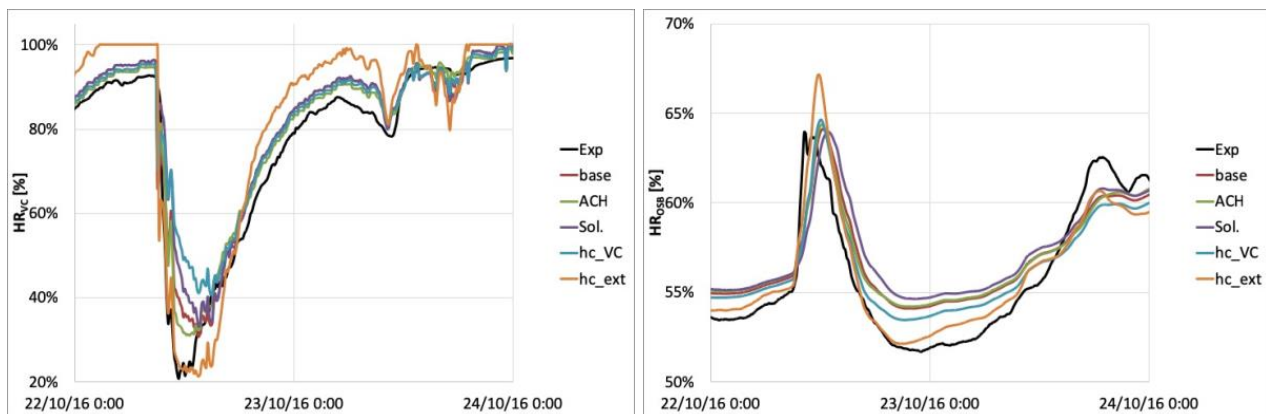


Figure 6 : Humidités relatives mesurées et simulées dans la cavité ventilée et en surface d'OSB.

	T_{bard}	T_{vc}	HR_{vc}	HR_{OSB}
Exp	6,7	8	-14,7 %	-1,9 %
ACH	1	2,6	-4,6 %	0,3 %
Sol.	-5,4	-2,7	5,8 %	-1 %
hcvc	4,2	-5,7	13,3 %	0,6 %
hcext	16	8	-12,4 %	2,8 %

Tableau 1 : Écarts de température et d'humidité relative relevés le 22/10 à 12h par rapport à la simulation de « base ».

	T_{bard}	T_{vc}	HR_{vc}	HR_{OSB}
Exp	0,9	1	-4,6 %	-2,3 %
ACH	0,2	0,5	-1,6 %	0,1 %
Sol.	0	0	0 %	0,4 %
hcvc	0	0,2	-0,8 %	-0,5 %
hcext	-1,3	-1,1	6 %	-1,2 %

Tableau 2 : Écarts de température et d'humidité relative relevés le 23/10 à 5h par rapport à la simulation de « base ».

5. Conclusion

Cette étude s'est focalisée sur la description du comportement hygrothermique d'une paroi opaque ventilée de bâtiment. Un modèle des transferts de chaleur et d'humidité a été décrit et une attention particulière a été portée sur l'évaluation des paramètres définissant les conditions aux limites. Cela inclut notamment les modèles de conversion du rayonnement solaire global horizontal sur une surface d'intérêt, le taux de renouvellement d'air dans la cavité ventilée ou encore les coefficients d'échange convectifs (extérieur et dans la cavité ventilée). La comparaison des résultats de simulation entre eux a pu souligner le poids de chacun phénomène

sur la réponse diurne et nocturne de température et d'humidité relative. Au final, la complexité du problème fait que des écarts subsistent entre les simulations et les grandeurs mesurées sur une paroi réelle. En guise de perspectives, il conviendrait d'une part de compléter cette analyse en incluant la sensibilité aux paramètres du rayonnement de grande longueur d'onde (facteur de forme, température de ciel) et d'autre part de l'étendre à d'autres périodes de l'année (été, hiver). Cela permettrait *in fine* de disposer d'un modèle fiable pour ce type de paroi et des conceptions alternatives pourraient être alors testées (rôle du pare-pluie, matériaux d'isolation biosourcés, etc.)

Références

- [1] Falk, J., & Sandin, K. (2013). Ventilated rainscreen cladding: Measurements of cavity air velocities, estimation of air change rates and evaluation of driving forces. *Building and Environment*, 59, 164-176.
- [2] Ibañez-Puy, M., Vidaurre-Arbizu, M., Sacristán-Fernández, J. A., & Martín-Gómez, C. (2017). Opaque Ventilated Façades: Thermal and energy performance review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 79, 180-191.
- [3] De Gracia, A., Castell, A., Navarro, L., Oró, E., & Cabeza, L. F. (2013). Numerical modelling of ventilated facades: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 22, 539-549.
- [4] Salonvaara, M., Karagiozis, A. N., Pazera, M., & Miller, W. (2007, December). Air cavities behind claddings-what have we learned. In *Thermal Performance of the Exterior Envelopes of Whole Buildings Tenth International Conference* (pp. 2-7).
- [5] Straube, J., & Finch, G. (2009). Ventilated wall claddings: Review, field performance, and hygrothermal modeling. *Building Science Corporation*, 1-25.
- [6] Langmans, J., Desta, T. Z., Alderweireldt, L., & Roels, S. (2016). Field study on the air change rate behind residential rainscreen cladding systems: A parameter analysis. *Building and Environment*, 95, 1-12.
- [7] Colinart, T., Bendouma, M., & Glouannec, P. (2019). Building renovation with prefabricated ventilated façade element: a case study. *Energy and Buildings*.
- [8] Lelievre, D., Colinart, T., & Glouannec, P. (2014). Hygrothermal behavior of bio-based building materials including hysteresis effects: Experimental and numerical analyses. *Energy and Buildings*, 84, 617-627.
- [9] Bendouma, M. (2018). Systèmes d'isolation thermique par l'extérieur : études expérimentales et numériques des transferts de chaleur et d'humidité (Doctoral dissertation, Université de Bretagne Sud).
- [10] Evangelisti, L., Guattari, C., & Asdrubali, F. (2019). On the sky temperature models and their influence on buildings energy performance: A critical review. *Energy and Buildings*, 183, 607-625.
- [11] Evins, R., Dorer, V. & Carmeliet, J. (2014). Simulating external longwave radiation exchange for buildings, *Energy and Buildings*, 75, 472-482
- [12] Mirsadeghi, M., Costola, D., Blocken, B., & Hensen, J. L. (2013). Review of external convective heat transfer coefficient models in building energy simulation programs: Implementation and uncertainty. *Applied Thermal Engineering*, 56(1-2), 134-151.
- [13] Khadra, M., Joulin, A., Tittel, P., & Lassue, S. (2016). Analyse des échanges radiatifs et convectifs dans un canal rectangulaire ventilé ouvert, soumis à des sollicitations thermiques asymétriques. Congrès SFT, Toulouse.
- [14] Gullbrekken, L., Uvsløkk, S., Geving, S., & Kvande, T. (2017). Local loss coefficients inside air cavity of ventilated pitched roofs. *Journal of Building Physics*, 1744259117740506.

Fibres de *Posidonia-Oceanica* : un matériau d'isolation thermique de parois de bâtiments

Ons HAMDAOUI^{1*}, Laurent IBOS¹, Atef MAZIOUD¹, Oualid LIMAM²

¹ Centre d'Étude et de Recherche en Thermique, Environnement et Systèmes, Université Paris Est Créteil, 61 av. du Général de Gaulle, 94010 Créteil Cedex, France

² Laboratoire de Génie Civil, École Nationale d'Ingénieurs de Tunis, Université Tunis El Manar, BP 37 le Belvédère 1002, Tunis, Tunisie

*(auteur correspondant : ons.hamdaoui@u-pec.fr)

Résumé – Ce travail concerne l'étude des propriétés thermiques des fibres naturelles de *Posidonia-Oceanica* afin de définir leur potentiel pour une utilisation comme matériau d'isolation thermique de parois de bâtiments. Des échantillons de fibres de masses volumiques variables ont été préparés. Des traitements chimiques à la soude avec différentes conditions ont été appliqués. L'influence du traitement chimique et de la densité sur les propriétés thermiques des échantillons a été étudiée. Les résultats obtenus montrent que ce type de fibres possède une conductivité thermique équivalente à celle des matériaux d'isolation classiques et une capacité thermique massique plus élevée (jusqu'à 2533 J.kg⁻¹.K⁻¹), ce qui en fait un bon candidat pour une utilisation comme matériau d'isolation thermique de bâtiments.

Nomenclature

k	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
C_p	capacité thermique massique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	α	diffusivité thermique, m ² .s ⁻¹
T_i	traitement numéro i		
NT	fibres non traitées		

Symboles grecs

1. Introduction

La tradition d'utiliser des fibres naturelles dans les matériaux de l'habitat n'est pas une pratique récente. Au fil des décennies et avec l'industrialisation des pays, les matériaux élaborés avec des ressources naturelles sont remplacés par des matériaux industriels. Toutefois, avec l'avènement de l'ère verte et les incitations pour intégrer des projets de développement durable, un retour aux sources basé sur des études scientifiques commence à se dessiner. Dans ce cadre, le développement des matériaux d'isolation thermique à partir des fibres naturelles fait l'objet de multiples études, parmi lesquelles les travaux des références [1-6].

Dans cet article, la possibilité de l'utilisation des fibres de *Posidonia-Oceanica* dans l'isolation thermique du bâtiment est étudiée. La *Posidonia-Oceanica* est une plante marine très présente dans la côte Méditerranéenne. Elle couvre environ 30000 à 40000 km² de surface [7]. Ses parties mortes, les feuilles, les balles et parfois les rhizomes s'accumulent en quantité sur les plages à divers états de fragmentation et forment des banquettes qui peuvent atteindre jusqu'à 1 à 2 m d'épaisseur. Ces banquettes sont nettoyées des plages à des fins touristiques, notamment pour le confort des baigneurs. Les débris sont soit transportés et enterrés, soit stockés dans des endroits proches de la plage, soit encore rejetés dans la mer.

Une valorisation des fibres extraites de ces rejets dans la fabrication d'un matériau d'isolation thermique de parois de bâtiments semble intéressante. Une caractérisation thermique de ces fibres est nécessaire afin de déterminer si ce type d'application est envisageable, les données de littérature concernant ces fibres étant quasiment inexistantes.

2. Matériaux et méthodes

2.1. Préparation des échantillons

Les fibres utilisées dans ce travail ont été extraites des balles de la plante marine de *Posidonia-Oceanica*. Ces balles ont été ramassées sur la plage de Monastir (Tunisie). Ces balles sont constituées de fibres naturellement compactées. Cette forme n'est pas intéressante pour l'application visée car le matériau dans cet état est trop dense. Les fibres ont été isolées les unes des autres mécaniquement et ensuite lavées et conservées à 20°C et 60% d'humidité relative. Les fibres obtenues serviront par la suite de référence.

2.2. Traitement chimique des fibres

Afin d'améliorer les propriétés thermiques et/ou mécaniques ou également de réduire leur tendance hydrophile, les fibres naturelles peuvent subir plusieurs traitements, mécaniques, chimiques ou thermiques. Le traitement le plus courant, issu de procédés de l'industrie textile est le traitement alcalin appelé encore mercerisation. Ce traitement consiste à immerger les fibres dans des solutions de soude (NaOH) à différentes concentrations, températures ou durées. Le choix des conditions diffère selon la nature de la fibre, sa forme, ses dimensions, son origine, sa rigidité et sa microstructure.

Dans le cas présent, trois traitements chimiques (T_1 , T_2 , T_3) recensés dans la littérature [8,9] ont été considérés. Les conditions de ces traitements sont récapitulées dans le tableau 1.

	T_1	T_2	T_3
Concentration	2%	0.75%	2%
Temps	2 h	1 h	2 x 2 h
Température	80 °C	100 °C	80 °C

Tableau 1 : Conditions de traitements chimiques

2.3. Préparation des échantillons

Les fibres traitées et non traitées ont été initialement séchées dans une étuve à 40°C pendant 24h, puis placées dans des moules parallélépipédiques. Les masses volumiques étudiées varient de 17 à 155 kg.m⁻³.

2.4. Mesures de la conductivité thermique et de la diffusivité thermique

La caractérisation thermique des fibres de *Posidonia-Oceanica* a été effectuée avec le dispositif Hot-Disk TPS 2500. C'est une méthode en régime transitoire qui permet de déterminer la conductivité thermique et la diffusivité thermique [10,11]. Son principe consiste à placer une sonde à l'intérieur du matériau et l'alimenter par une puissance constante (10 mW pendant 10 s dans le cas présent). La variation de la résistance électrique de la sonde au cours de l'échauffement permet de déterminer sa température. La conductivité thermique k et la diffusivité thermique α sont identifiées par calage d'un modèle thermique sur les données expérimentales.

Des mesures de répétabilité ont permis de déterminer les incertitudes sur les valeurs de k et de α qui sont respectivement 4% et 9%.

3. Résultats et interprétations

3.1. Effet de la masse volumique sur la conductivité thermique des fibres

La conductivité thermique k des isolants fibreux peut s'exprimer en fonction de leur masse volumique ρ avec la formule suivante [12,13] :

$$k = a + b\rho + \frac{c}{\rho} \quad (1)$$

Les constantes a , b et c sont identifiées avec la méthode des moindres carrés et traduisent respectivement la conduction dans la phase gazeuse, la conduction dans la phase solide et les transferts thermiques par rayonnement [12,13].

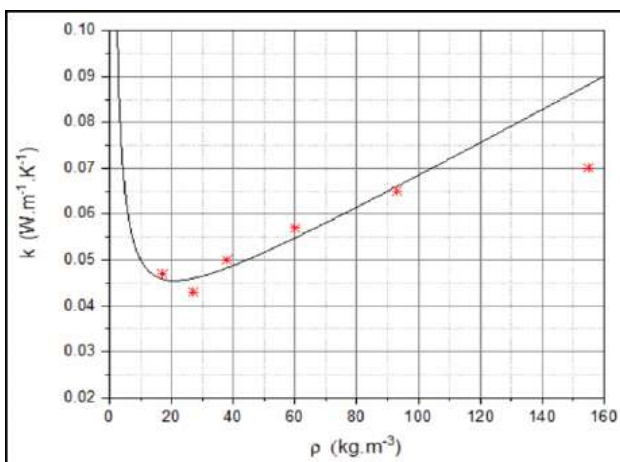


Figure 1 : Comparaison des conductivités thermiques expérimentales des fibres non traitées avec le modèle de l'équation 1

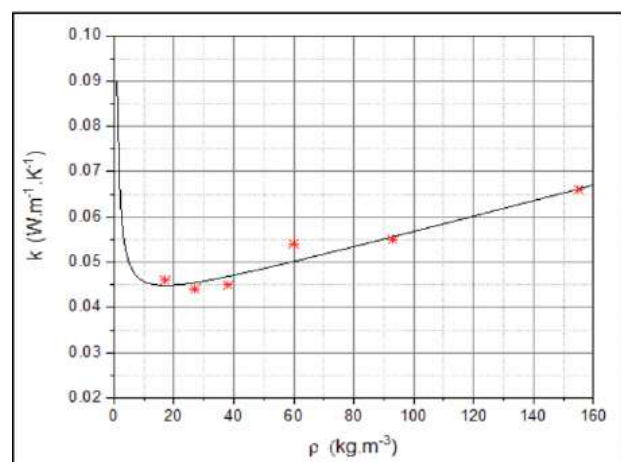


Figure 2 : Comparaison des conductivités thermiques expérimentales des fibres traitées par le traitement T_1 avec le modèle de l'équation 1

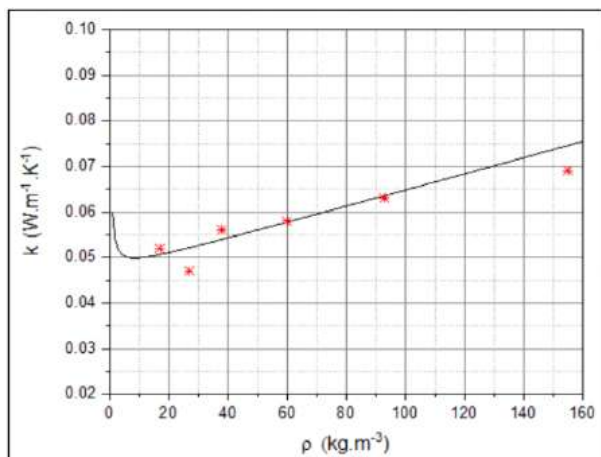


Figure 3 : Comparaison des conductivités thermiques expérimentales des fibres traitées par le traitement T_2 avec le modèle de l'équation 1

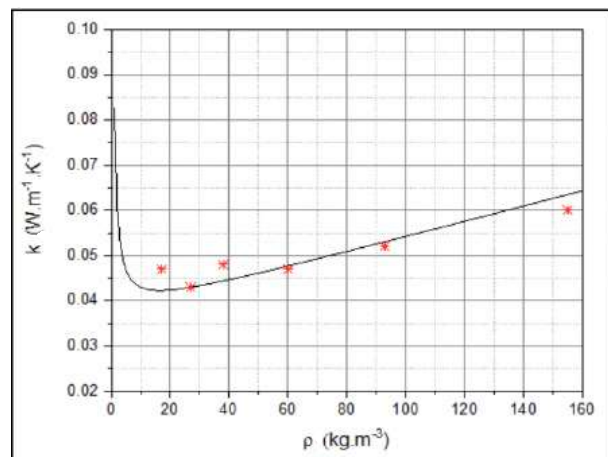


Figure 4 : Comparaison des conductivités thermiques expérimentales des fibres traitées par le traitement T_3 avec le modèle de l'équation 1

Une comparaison des données expérimentales de la conductivité thermique k en fonction de la masse volumique des fibres ρ avec le modèle de l'équation (1) est présentée sur les figures 1 à 4 pour l'ensemble des échantillons (fibres non traitées et traitées).

Les résultats montrent que la conductivité thermique en fonction de la masse volumique des fibres de *Posidonia-Oceanica* suit le comportement général des isolants fibreux. En effet, les échantillons présentent une masse volumique optimale qui correspond à la conductivité thermique minimale. Pour les masses volumiques supérieures, la conductivité thermique augmente par conduction dans la phase solide. Pour les masses volumiques inférieures, la conductivité thermique augmente rapidement du fait de l'importance des transferts par rayonnement.

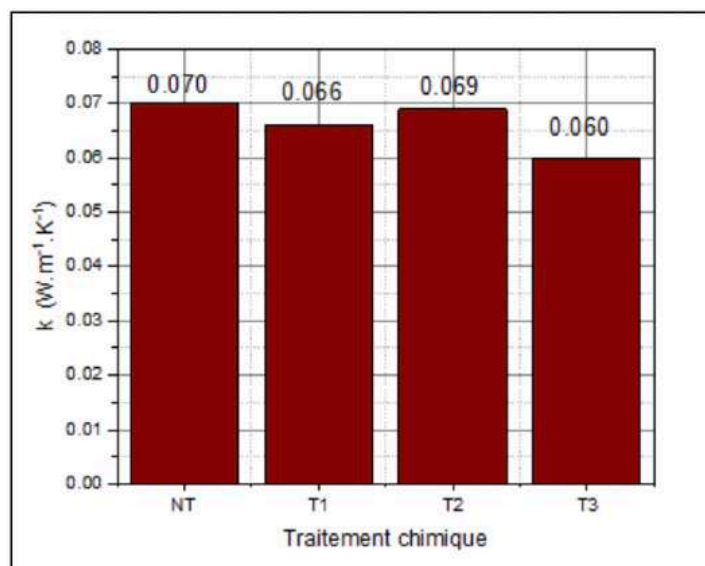


Figure 5 : Conductivité thermique des fibres non traitées et traitées avec les traitements T_1 , T_2 et T_3 (données relatives aux échantillons de masse volumique 155 kg.m^{-3})

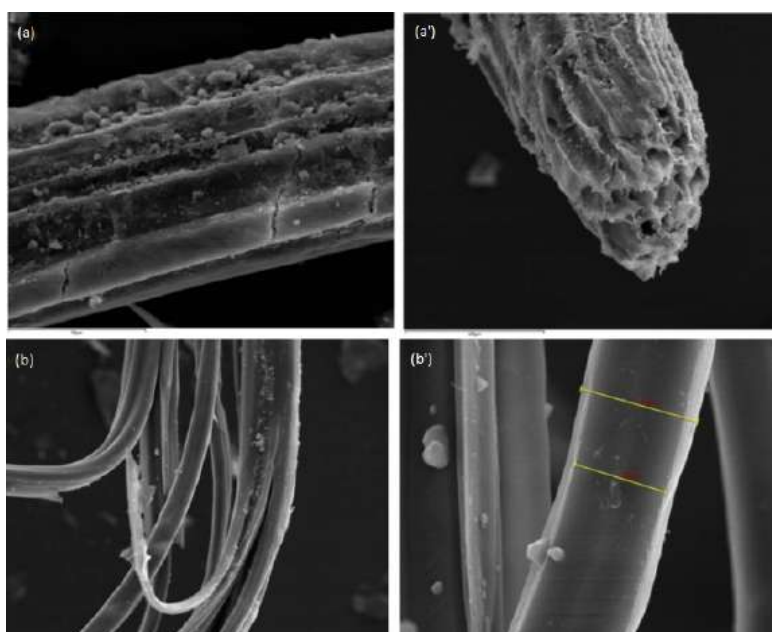


Figure 6 : Images MEB des fibres non traitées et traitées avec le traitement T_3 (a) et (a') : fibres non traitées ; (b) et (b') : fibres traitées avec T_3

3.2. Effet du traitement chimique sur la conductivité thermique des fibres

Pour examiner l'effet du traitement chimique sur la conductivité thermique des fibres, une comparaison de la conductivité thermique des échantillons de fibres non traitées et traitées de masse volumique ρ de 155 kg.m^{-3} est présentée sur la figure 5.

Il apparaît que la conductivité thermique diminue légèrement après chaque traitement par rapport aux fibres non traitées. Le traitement T_3 est le traitement qui influe le plus sur la conductivité thermique : la conductivité thermique des fibres est réduite de 14% avec ce traitement par rapport aux fibres non traitées. Ces résultats confirment les observations microscopiques effectuées sur ce type de fibres lors de travaux antérieurs [14] et qui montrent que le traitement T_3 permet en particulier d'éliminer certains composés des fibres, ce qui conduit à une fibrillation des fibres. On obtient ainsi des fibres unitaires de diamètre plus réduit (Cf. Figure 6).

3.3. Détermination de la capacité thermique massique des fibres

La diffusivité thermique des fibres α s'exprime en fonction de la conductivité thermique k , la capacité thermique massique C_p et la masse volumique ρ comme suit :

$$\alpha = \frac{k}{\rho C_p} \quad (2)$$

La diffusivité thermique des fibres α est tracée en fonction du rapport de la conductivité thermique par rapport à la masse volumique k/ρ sur les figures de 6 à 9. Les valeurs de la capacité thermique massique C_p sont calculées à partir de la pente de courbes obtenues par régression linéaire. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 1 et varient de 2169 à 2533 $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Ces valeurs sont relativement élevées, ce qui correspond à une inertie importante. La capacité thermique massique des fibres traitées avec le traitement T_3 est augmentée de 17% par rapport aux fibres non traitées. Cependant, pour les fibres traitées avec les traitements T_1 et T_2 , la variation des valeurs de C_p est marginale par rapport aux fibres non traitées et ne dépasse pas 1%. On note toutefois un écart important entre les valeurs expérimentales et le comportement attendu, notamment pour le traitement T_3 , du fait principalement de la dispersion des valeurs identifiées de la diffusivité thermique.

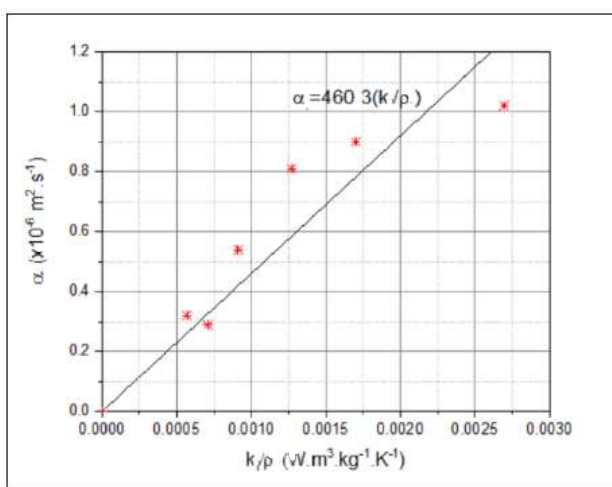


Figure 7 : Diffusivité thermique des fibres non traitées en fonction du rapport de la conductivité thermique et de la masse volumique

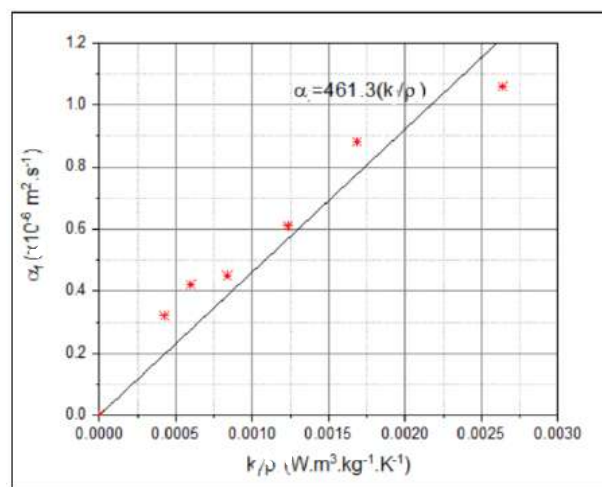


Figure 8 : Diffusivité thermique des fibres traitées avec le traitement T_1 en fonction du rapport de la conductivité thermique et de la masse volumique

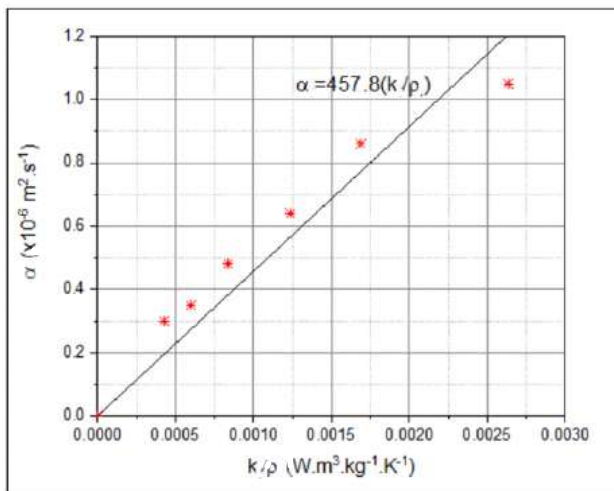


Figure 9 : Diffusivité thermique des fibres traitées avec le traitement T_2 en fonction du rapport de la conductivité thermique et de la masse volumique

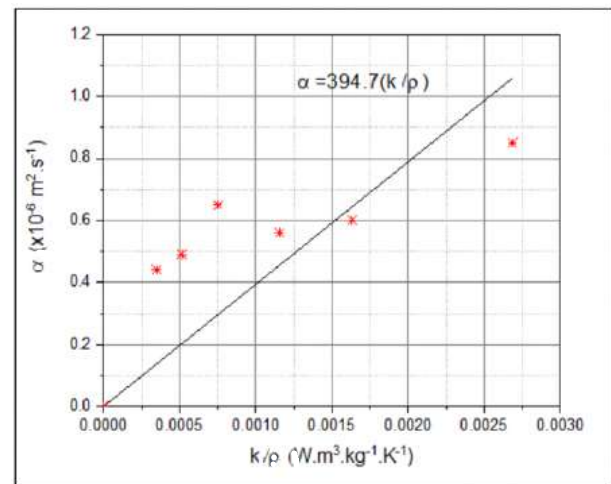


Figure 10 : Diffusivité thermique des fibres traitées avec le traitement T_3 en fonction du rapport de la conductivité thermique et de la masse volumique

	Fibres non traitées	Fibres traitées T_1	Fibres traitées T_2	Fibres traitées T_3
C_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	2174	2169	2188	2533

Tableau 2 : Valeurs estimées de la capacité thermique massique des fibres de *Posidonia-Oceanica*

3.4. Comparaison des propriétés thermiques des fibres avec les isolants courants

Les propriétés thermiques (k et C_p) des fibres de *Posidonia-Oceanica* sont comparées à celles des matériaux classiquement utilisés pour l'isolation de l'habitat (Cf. figures 11 et 12). Les valeurs de conductivité thermique et de la capacité thermique massique des matériaux d'isolation courants sont obtenues de la réglementation thermique en vigueur en France [15].

Cette comparaison permet de tirer les conclusions suivantes :

- les fibres *Posidonia-Oceanica* possèdent une conductivité thermique supérieure de 25% et une capacité thermique massique deux fois supérieure à celles de la laine de roche et de la laine de verre ;
- les fibres de *Posidonia-Oceanica* possèdent une conductivité thermique supérieure de 23% et une capacité thermique massique supérieure de 38% à celles du polystyrène expansé et du polystyrène extrudé ;
- les fibres de *Posidonia-Oceanica* possèdent une conductivité thermique comparable et une capacité thermique massique supérieure de 30% à celles du chanvre et de la cellulose ;
- les fibres de *Posidonia-Oceanica* possèdent une conductivité thermique plus faible et une capacité thermique comparable à celles de la laine de bois.

Les propriétés thermiques des fibres *Posidonia-Oceanica* sont comparables à celles des isolants classiquement utilisés et s'approchent plus de celles des isolants cellulosiques (chanvre, cellulose, laine de bois).

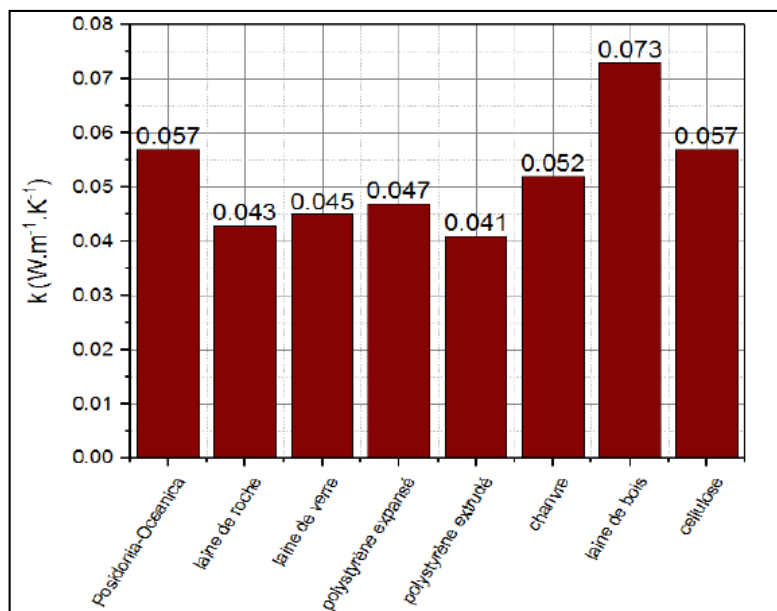


Figure 11 : Comparaison de la conductivité thermique des fibres de *Posidonia-Oceanica* avec les conductivités thermiques des matériaux d'isolation courants

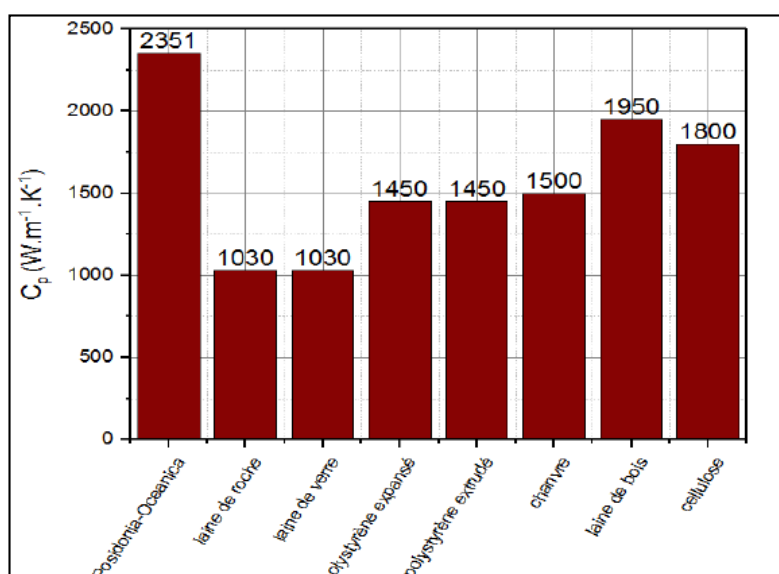


Figure 12 : Comparaison de la capacité thermique massique des fibres de *Posidonia-Oceanica* avec les capacités thermiques massiques des matériaux d'isolation courants

4. Conclusion

Dans cet article, nous avons étudié la possibilité de l'utilisation des fibres de *Posidonia-Oceanica* comme matériau d'isolation thermique pour le bâtiment par la mesure des propriétés thermiques de ces fibres. Les caractérisations effectuées ont permis de mettre en évidence l'effet de la densité des fibres et de traitements chimiques. Les résultats montrent que ces fibres, comme la plupart des isolants fibreux, présentent une masse volumique optimale qui donne une conductivité thermique minimale. En ce qui concerne le traitement chimique, c'est le traitement T₃ (concentration de soude : 2% ; durée : 2 heures ; température : 80°C) qui donne une valeur maximale de capacité thermique et des valeurs minimales de conductivité thermique. Cependant, l'amélioration des propriétés obtenue reste minime, ce qui fait que les fibres de *Posidonia-Oceanica* pourraient très bien être utilisées dans leur état brut, notamment si l'on souhaite limiter l'impact environnemental lié à ce procédé.

La comparaison des propriétés thermiques des fibres de *Posidonia-Oceanica* à celles des matériaux couramment utilisés pour l'isolation thermique des bâtiments montre que ces fibres possèdent une conductivité thermique équivalente à celle d'autres isolants, ce qui permet de garantir un niveau d'isolation thermique important. Ces fibres possèdent en outre l'avantage de posséder une capacité thermique massique plus élevée, ce qui correspond à une inertie plus importante, propriété recherchée pour les matériaux de construction. Ces propriétés intéressantes font de ces fibres un bon candidat pour l'isolation thermique du bâtiment notamment en isolation rapportée. C'est à la fois une source renouvelable et abondante en fibres et des déchets qu'il est possible de valoriser. Par ailleurs, les fibres de *Posidonia-Oceanica* peuvent être également mélangées à des matériaux de construction comme le ciment [16].

Références

- [1] Zhou, X. Y., Zheng, F., Li, H. G., & Lu, C. L. (2010). An environment-friendly thermal insulation material from cotton stalk fibers. *Energy and Buildings*, 42(7), 1070-1074.
- [2] Korjenic, A., Petráněk, V., Zach, J., & Hroudová, J. (2011). Development and performance evaluation of natural thermal-insulation materials composed of renewable resources. *Energy and Buildings*, 43(9), 2518-2523.
- [3] Zach, J., Korjenic, A., Petráněk, V., Hroudová, J., & Bednar, T. (2012). Performance evaluation and research of alternative thermal insulations based on sheep wool. *Energy and Buildings*, 49, 246-253.
- [4] Wei, K., Lv, C., Chen, M., Zhou, X., Dai, Z., & Shen, D. (2015). Development and performance evaluation of a new thermal insulation material from rice straw using high frequency hot-pressing. *Energy and Buildings*, 87, 116-122.
- [5] Ali, M. E., & Alabdulkarem, A. (2017). On thermal characteristics and microstructure of a new insulation material extracted from date palm trees surface fibers. *Construction and Building Materials*, 138, 276-284.
- [6] Cetiner, I., & Shea, A. D. (2018). Wood waste as an alternative thermal insulation for buildings. *Energy and Buildings*, 168, 374-384.
- [7] Green, E. P., Short, F. T., & Frederick, T. (2003). *World atlas of seagrasses*. Univ of California Press.
- [8] Khiari, R., Mhenni, M. F., Belgacem, M. N., & Mauret, E. (2010). Chemical composition and pulping of date palm rachis and *Posidonia oceanica*—A comparison with other wood and non-wood fibre sources. *Bioresource Technology*, 101(2), 775-780.
- [9] Tlijani, M. (2016). Contribution à la caractérisation thermophysique de matériaux bio-isolants : valorisation des déchets de bois de palmier (Doctoral dissertation, Université Paris-Est).
- [10] Gustafsson, S. E. (1991). Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid materials. *Review of scientific instruments*, 62(3), 797-804.
- [11] Log, T., & Gustafsson, S. E. (1995). Transient plane source (TPS) technique for measuring thermal transport properties of building materials. *Fire and materials*, 19(1), 43-49.
- [12] Bankvall, C. (1973). Heat transfer in fibrous materials. *Journal of Testing and Evaluation*, 1(3), 235-243.
- [13] Domínguez-Muñoz, F., Anderson, B., Cejudo-López, J. M., & Carrillo-Andrés, A. (2010). Uncertainty in the thermal conductivity of insulation materials. *Energy and Buildings*, 42(11), 2159-2168.
- [14] Hamdaoui, O., Ibos, L., Mazioud, A., Safi, M., & Limam, O. (2018). Thermophysical characterization of *Posidonia Oceanica* marine fibers intended to be used as an insulation material in Mediterranean buildings. *Construction and Building Materials*, 180, 68-76.
- [15] Réglementation thermique, Ed. CSTB, 2012.
- [16] Hamdaoui O. (2018). Caractérisation thermique et mécanique de fibres naturelles d'origine marine en vue de leur utilisation dans les matériaux de l'habitat (Doctoral dissertation, Université Paris-Est, Université de Tunis El Manar).

Etude du comportement thermique du matériau à changement de phase (MCP), inséré dans la lame d'air de 7 cm d'épaisseur d'un mur en brique rouge à double paroi, soumis au rayonnement solaire dans un climat subtropical à Casablanca

Zahra NAJAM¹, Mustapha EL ALAMI¹, Mostafa NAJAM¹

¹LPMMAT, Faculté des Sciences Ain Chock, Université Hassan II de Casablanca, Maroc

*(auteur correspondant : mnejam@yahoo.fr)

Résumé : Etude expérimentale du comportement thermique du matériau à changement de phase (MCP), inséré dans la lame d'air de 7 cm d'épaisseur d'un mur en brique rouge à double paroi, soumis au rayonnement solaire dans un climat subtropical à Casablanca. Deux modes de fixation du MCP ont été utilisés afin de tester l'efficacité énergétique de celui-ci utilisé comme moyen de stockage et déstockage du flux solaire issu de la paroi extérieure. Les premiers résultats montrent que le MCP collé au mur permet de stocker la chaleur issue du flux solaire le jour et la libérer vers l'extérieure la nuit. Par contre, le MCP collé au mur à l'aide d'un support en planche de bois de 1,2 cm d'épaisseur, l'espace séparant le MCP du mur externe contient une lame d'air de faible épaisseur (1,2 cm), qui joue le rôle d'isolant, garde la chaleur stocké le jour et il ne la libère pas la nuit.

Thématique : Thermique de l'habitat

Mots clefs : *Etude expérimentale, MCP, stockage, déstockage, lame d'air, un climat subtropical, mur à double paroi, efficacité énergétique*

1. Introduction

Au Maroc la consommation annuelle en énergie est de 0,5 tonne équivalent pétrole par habitant, elle augmente de 4,3% chaque année. La politique d'efficacité énergétique vise la réduction de la consommation énergétique de 12% à l'horizon 2020 notamment dans les secteurs clés de développement à savoir le bâtiment, l'industrie et le transport (ADEREE).

Le bâtiment est parmi les secteurs les plus énergivores dans le monde, il consomme plus de 40% de l'énergie produite et il est responsable de 25% des émissions de gaz à effet de serre. Les études menées sur l'efficacité énergétique dans le bâtiment sont multiples et relativement récentes. Jaber et al [1] ont affirmé qu'on peut réduire la charge thermique d'un bâtiment et le rendre plus confortable en choisissant une meilleure orientation, une taille optimale des fenêtres, une protection solaire, et une épaisseur d'isolation optimale.

L'isolation thermique de l'enveloppe du bâtiment permet de réduire les déperditions thermiques à travers les parois : une isolation thermique performante peut réduire de 60% la consommation énergétique en chauffage et climatisation. Bekkouche et al. [2] ont traité un des principaux paramètres qui influe sur la résistance thermique d'un mur à double paroi séparée par une lame d'air. La résistance thermique de la lame d'air peut être équivalente à une couche d'isolation thermique conventionnelle. L'utilisation des matériaux à changement de phase (MCP) dans les bâtiments peut réduire efficacement les charges de refroidissement ou de chauffage, en raison de leur forte chaleur latente à basse température. Plusieurs articles de synthèse ont été publiés sur le concept de l'utilisation du MCP dans l'enveloppe du bâtiment : dans les murs [3, 4], dans les plafonds [5, 6], dans les planchers [7, 8] et dans les fenêtres). Mourid et al. [9] ont étudié l'influence de l'adjonction d'une plaque de MCP aux faces internes du mur d'un local soumis au rayonnement solaire sur l'isolation des murs. Les résultats montrent que les oscillations de température interne

diminuent remarquablement dans la cavité avec MCP avec une température minimale de 3°C supérieure au cas sans MCP. Ainsi l'intégration de MCP sur le plafond du bâtiment réduit les températures intérieures des cellules de 1,5°C et celles des parois internes de 2,53°C. Il est impératif d'isoler les plafonds des locaux résidentiels contre le rayonnement solaire car l'écart entre les deux flux transmis à travers deux plafonds avec et sans MCP atteint 11,2 W / m².

Notre contribution s'inscrit dans cette politique d'efficacité énergétique dans le secteur de l'habitat marocain. Pour cela, nous allons mener une investigation expérimentale sur l'utilisation du MCP pour améliorer le phénomène d'inertie des parois.

2. Dispositif expérimental

2.1. Description de la manipulation

Les deux locaux étudiés se situent à Casablanca (33°34' ; 7°36') au sein de la faculté des sciences Ain chock (FSAC). Un local est pris comme référence avec des murs sans MCP, tandis que l'autre local est équipé de matériau à changement de phase MCP dans les murs ouest et sud, tableau 1. Chaque local est muni de 4 façades, Sud, Est, Nord et Ouest, peint en blanc, est construit sur une surface de 9m². Une fenêtre de 1 m² et une porte de 2 m² sont situées sur la face Nord. La composition des parois retenues est mentionnée dans le tableau 1. Dans chaque mur, nous avons installé des thermocouples sur les faces extérieure et intérieure y compris le plafond et le plancher. Trois thermocouples sont suspendus sur la même verticale mais à des hauteurs différentes afin de mesurer la température ambiante moyenne de chaque cellule. Les températures des faces internes ont été mesurées par trois thermocouples placés en ligne droite à des distances de 0,8 m afin d'avoir une température moyenne de la face. Alors que les températures externes ont été mesurées par un seul thermocouple placé au milieu de la face de la paroi.

Tableau 1 : Composition des différentes parois du local

Parois (compositions et épaisseur)	Sans PCM	Avec PCM (Murs Ouest)	Avec PCM (Murs Sud)
Murs Vertical	1 cm de mortier	1 cm de mortier	1 cm de mortier
	7.2 cm de brique rouge	7.2 cm de brique rouge	7.2 cm de brique rouge
	12.6 cm de la lame d'air	2.5 cm de mortier	2.5 cm de mortier
	7.2 cm de brique rouge	1.2 cm de la lame d'air	0.526 cm de panneau MCP
	1 cm de mortier	0.526 cm de panneau MCP	9.5 cm de la lame d'air
		8.3 cm de la lame d'air	7.2 cm de brique rouge
		7.2 cm de brique rouge	1 cm de mortier
		1 cm de mortier	
Plancher haut , composé successivement de : 3.5 cm de mortier, 0.5 cm de bitume, 4 cm de mortier, 15 cm de béton lourd et 2 cm de mortier.			
Plancher bas , composé successivement de : 5 cm de mortier, 3 cm d'argile, 2 cm de polystyrène, 4 cm de béton et 10 cm de pierre calcaire			

2.2. Matériau à changement de phase

Le matériau à changement de phase étudié est développé par DuPont Energain, sous forme de panneau de construction rigide. Le mélange, composé de polymère à base d'éthylène (40%) et de paraffine (60%), a été encapsulé. L'ensemble constitue un panneau de dimension 1m * 1,198m * 0,00526m, laminé de chaque côté par deux feuilles d'aluminium de 130µm, avec une température de fusion qui varie de 20°C à 35°C [10]. Les bords sont recouverts de ruban adhésif en aluminium de 75µm. La transition de l'état solide à l'état liquide permet d'augmenter l'inertie thermique du mur auquel il est collé.

Tableau 2 : Propriété physique du panneau MCP

Masse surfacique du panneau	4,5 Kg/m ²
Conductivité solide	0,18 W/m. K
Conductivité liquide	0,14 W/m. K
Chaleur latente entre 5°C et 30°C	72 J/g

2.3. Données météorologiques

Les données météorologiques utilisées dans la présente étude sont celles relatives au mois de Septembre 2017, mesurées par la station météorologique installée sur la toiture de la cellule standard. Ces données ont été mesurées avec un pas de temps d'une heure et elles concernent : la température extérieure, le rayonnement solaire global, la vitesse et la direction du vent et l'humidité relative, figures 1 et 2. Tous les dispositifs de l'instrumentation sont connectés à un enregistreur de données relié à un ordinateur.

La température extérieure, figure 1, varie entre 17,4 °C et 26,6°C pendant les jours de la période du monitoring. La figure 2 présente le rayonnement solaire global, le profil du flux est presque identique pour les trois jours, sa valeur maximale est de 759 W/m².

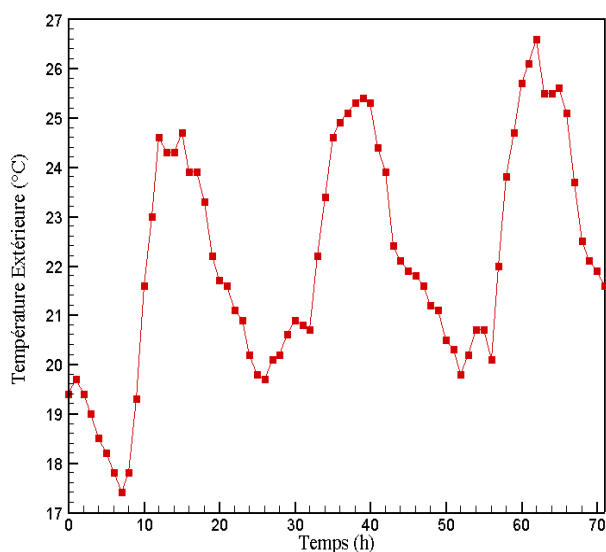


Figure 1: Température Extérieure

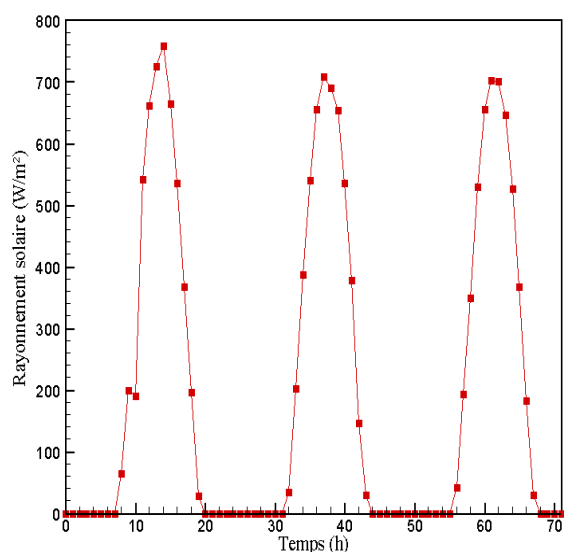


Figure 2: Rayonnement solaire

3. Résultats et discussion

Dans la figure 3, nous comparons la température ambiante T_{am} des cellules avec et sans MCP. Pour les deux cellules, la température ambiante dans le cas avec PCM varie entre 23 et 31°C, tandis que pour le cas sans MCP, elle fluctue de 21,8°C à 28°C. Il s'avère que l'intégration des panneaux MCP de 5,25mm d'épaisseur à l'intérieur des murs Sud et Ouest peut augmenter les fluctuations maximales de température de 3,2°C. Il est important de noter que même durant la nuit le même phénomène s'observe avec une différence de 1,2°C que l'on peut expliquer par l'énergie libérée par le MCP durant la solidification du matériau à changement de phase en période nocturne. Cependant on constate que la température ambiante du local à MCP est supérieure à celle du local sans

MCP. En effet, le plafond de la cellule avec MCP ne contient pas de MCP et de ce fait la chaleur issue du rayonnement solaire qui rentre dans le local n'est pas échangée avec l'extérieur de la même intensité car la résistance thermique dans les murs SUD et OUEST contenant du MCP est supérieure à celle des murs de la cellule sans MCP.

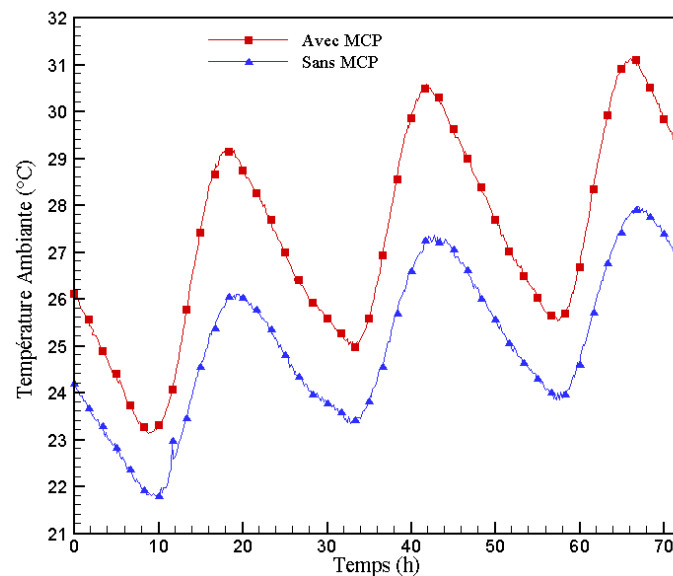


Figure 3 : Variation de la température intérieure T_{am} du local avec et sans MCP

La figure 4, montre le déphasage entre les températures du panneau MCP des murs Ouest et Sud, obtenu pour une même période, est dû à l'orientation perpendiculaire des normales des deux faces des murs. Le mur Sud plus ensoleillé présente une température supérieure à celle du mur Ouest. On constate que la température des deux murs varie entre 20,2 °C et 28,2 °C, dans cette intervalle le MCP est en changement de phase, donc il joue le rôle pour lequel est utilisé, à savoir le stockage du flux de chaleur issu de l'extérieur.

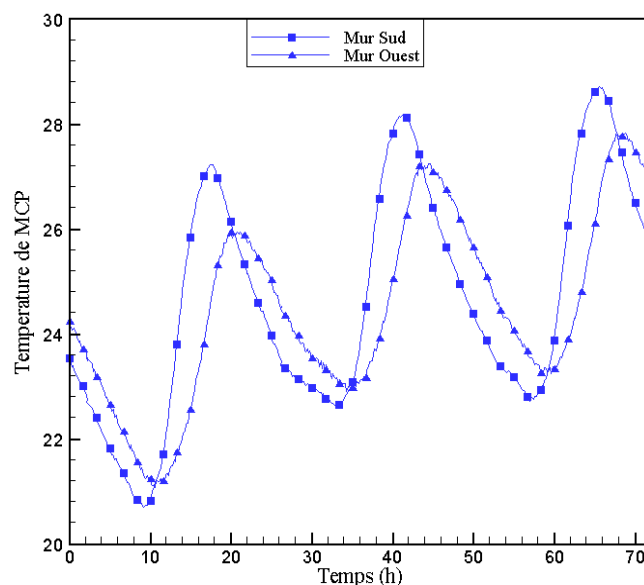


Figure 4 : Variation de la température du panneau MCP pour les deux murs

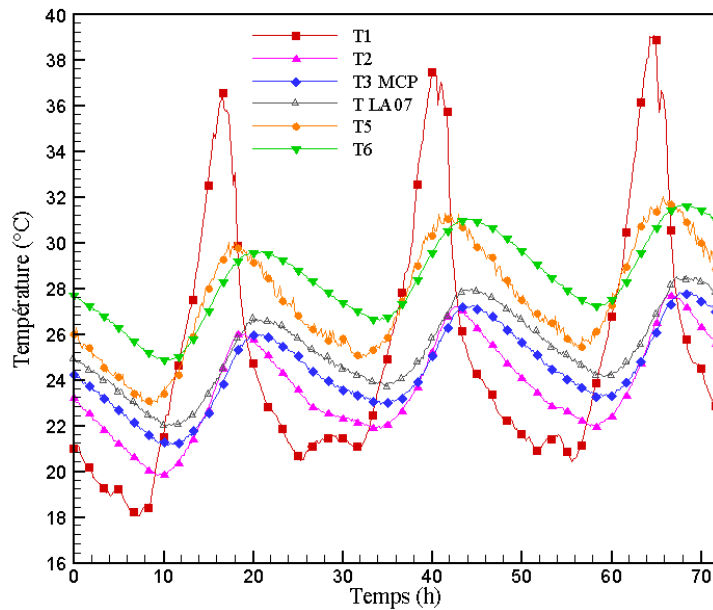


Figure 5 : Variation des températures de chaque point du mur Ouest

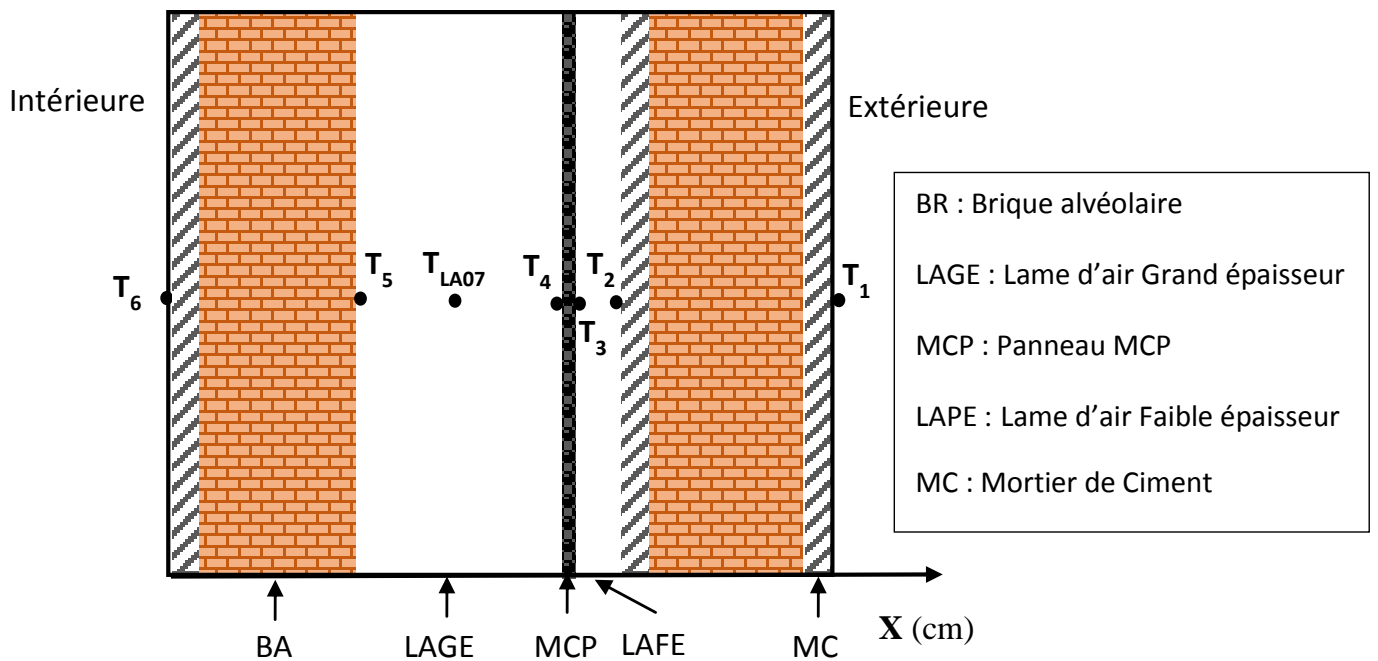


Figure 6: Position des thermocouples au sein du mur Ouest (Cas 1)

La figure 5 illustre la variation temporelle des températures de chaque face des murs intérieurs et extérieurs du mur Ouest, figure 6. On constate que le flux solaire issu de la face externe du mur extérieur est absorbé par le MCP et le mur intérieur comme on peut le voir sur la variation de température de ces murs.

On constate que la température T_2 de la face interne du mur externe est inférieure à la température des autres faces, elle est égale à la température T_3 et T_4 du MCP qui sont presque confondues à cause du phénomène conjugué du rayonnement et de la conduction mais uniquement le jour de 12h00 à 20h00. Elles présentent une différence de température la nuit à

cause du phénomène d'inertie du MCP et la lame d'air de faible épaisseur (LAFE) qui joue le rôle d'isolant thermique la différence de température est de 1,5 °C.

Le même phénomène est observé pour les températures des faces du mur intérieur. La variation de la température TLA07, du milieu de la lame d'air de grande épaisseur (LAGE), entre les températures T_4 et T_5 des faces en vis-à-vis, montre l'existence d'un gradient de température au sein de celle-ci ce qui témoigne l'existence de mouvement de convection entre la face externe du mur intérieur et le MCP, qui s'accroît la nuit. On peut dire que la température T_2 est influencée par la température ambiante du local qui est soumise au flux extérieur issu du plafond, ceci est visible sur les oscillations en phase avec la température T_1 de la face externe du mur extérieur.

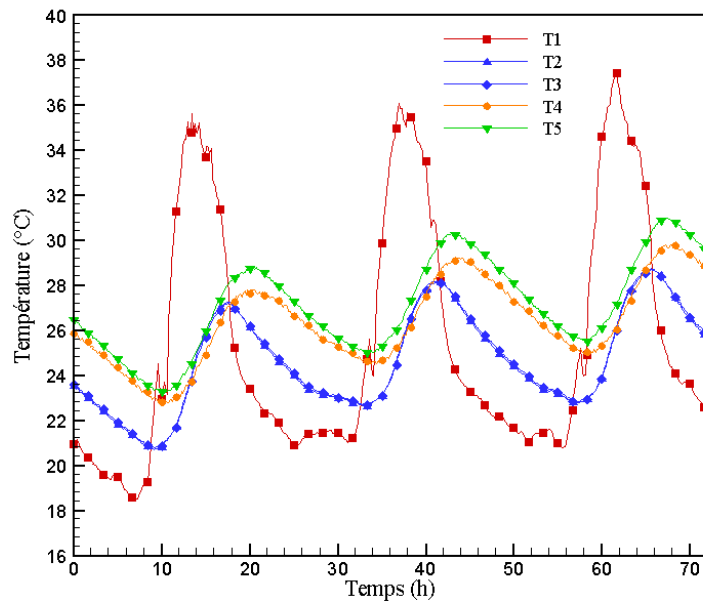


Figure 7 : Variation des températures de chaque point du mur Sud

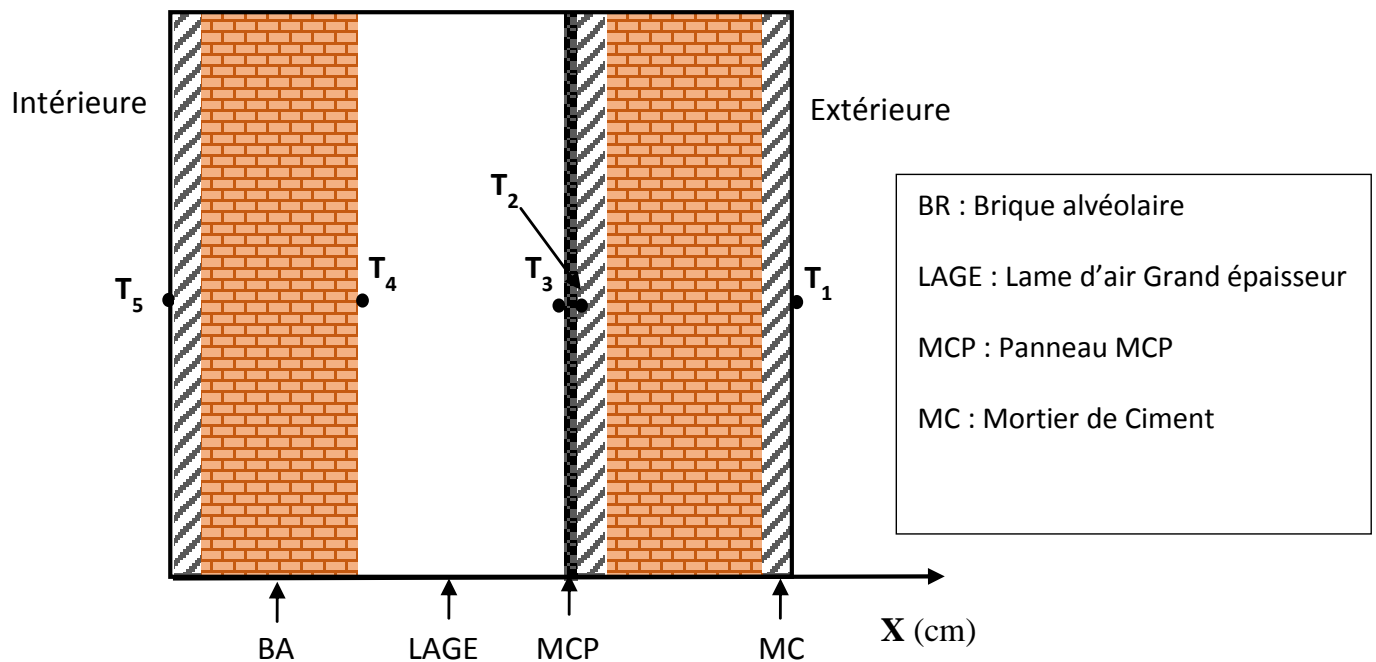


Figure 8: Position des thermocouples au sein du mur Est (Cas 2)

La figure 7, décrit la variation de la température des faces du mur Est pour la même période que le cas du mur Ouest. Le comportement du MCP collé à la face interne du mur externe, figure 8, a entraîné un spectre de température différent. En effet, la température T_2 de la face interne du mur externe est identique à la température T_3 du MCP. Ceci a entraîné une décharge de chaleur stockée dans le MCP la nuit. En conséquence, le phénomène de l'inertie attendu de l'utilisation du MCP n'est plus assuré. L'analyse du profil des températures des murs montre que durant le jour toutes les composantes du mur à double paroi sont à la même température. En effet, le MCP chauffé directement par le mur externe soumis au rayonnement solaire transmet ce flux de chaleur par convection au sein de la lame d'air de grande épaisseur (LAGE) au mur intérieur. L'isolation attendue de la lame d'air (LAGE) n'est plus assurée au contraire elle a contribué à un échange intense entre l'intérieur et l'extérieur du local.

Conclusion

On peut conclure que le (Cas 1) est plus intéressant que le (Cas 2) du fait que le MCP est chauffé par rayonnement alors que dans le cas 2 il est chauffé par conduction. Dans le cas 1 durant la nuit le MCP garde la chaleur stockée en étant isolé de l'extérieur par la LAFE alors que dans le cas 2 il perd cette chaleur la nuit par conduction en étant en contact direct avec la face interne du mur extérieur.

Dans la suite nous allons procéder à une simulation numérique pour optimiser l'emplacement du MCP et trouver la position optimale permettant de stocker la chaleur issu du flux solaire le jour et la libérer la nuit vers l'extérieur en cas de rafraîchissement et de déplacer la fixation du MCP sur la paroi externe du mur intérieur pour garder une température de chauffage confortable.

Références

- [1] S. Jaber, S. Ajib, Optimum technical and energy efficiency design of residential building in Mediterranean region, *Energy and Buildings*, Vol. 43, pp. 1829–1834, 2011.
- [2] S.M.A. Bekkouche, T. Benouaz, M.K. Cherier, M. Hamdani, M.R. Yaiche et N. Benamrane, L'apport de l'émissivité thermique, cas d'un mur type opaque muni de cavité d'air. *Revue des Energies Renouvelables*, SIENR'12 Ghardaïa 29- 39, 2012.
- [3] A. Castell, I. Martorell, M. Medrano, G. Perez, L. F. Cabeza, Experimental study of using PCM in brick constructive solutions for passive cooling, *Energy and Building*, 42, pp: 534-540, 2010.
- [4] L.F. Cabeza, C. Castellon, M. Nogus, M. Medrano, R. L0eppers, O. Zubillaga, Use of microencapsulated PCM in concrete walls for energy saving, *Energy and Building*, 39, pp: 11-119, 2007.
- [5] A. Pasupathy, L.Athanasius, R. Velraj, R.V. Seeniraj, Experimental investigation and numerical simulation analysis on the thermal performance of a building roof incorporating phase change material (PCM) for thermal management, *Applied Thermal Engineering*, Vol 28, pp: 556-565, 2008.
- [6] A. Mourid, M. El Alami, Thermal behavior of a building provided with phase change materials on the roof and exposed to solar radiation, *Journal of Solar Energy Engineering*, 139 (6), Sep 28, 2017.
- [7] A.G. Entrop, H.J.H. Brouwers, et A.H.M.E. Reinders, Experimental research on the use of micro-encapsulated phase change Materials to store solar energy in concrete floors and to save energy in Dutch houses, *solar Energy*, Vol 85, N°5, pp: 1007-1020, 2011.

- [8] A.K. Athienitis, C. Liu, D. Hawes, Banu, D. et D. Feldman, 'Investigation of the thermal performance of a passive solar test-room with wall latent heat storage, *Building and Environment*, Vol 32, N°5, pp: 405-410, 1997.
- [9] A. Mourid, Y. Bouzlou, M. El Alami, M. Najam and M. Faraji, Passive study of thermal inertia and thermal behavior of two locals 'test' with and without PCM located in Casablanca city *Congrès IRSEC'2014*, Ouarzazate du 17 au 19 Octobre 2014.
- [10] Kuznik, F. Virgone, J. Johannes, K. (2010). Development and validation of a new TRNSYS type for the simulation of external building walls containing PCM. *Energy and Buildings*, 42 (7), 1004–1009.

Optimisation multicritère d'un échangeur air-sol pour différents climats français

Mathias CUNY^{1*}, Arnaud LAPERTOT¹, Benjamin KADOCH¹, Olivier LE METAYER¹.

¹ Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453 Marseille, France

* (auteur correspondant : mathias.cuny@univ-amu.fr)

Résumé – L'échangeur air-sol est un système de rafraîchissement ou de préchauffage de l'air insufflé dans un bâtiment. Une modélisation de ce système est proposée à partir d'un modèle pour le sol et un modèle pour l'échangeur. Les résultats numériques sont en accord avec les mesures de température d'un échangeur air-sol expérimental. Une étude d'optimisation des paramètres de dimensionnement, selon deux critères énergétiques et un critère économique, renseigne sur les préconisations de dimensionnement à adopter.

Nomenclature

c capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
 e épaisseur du tube, m
 g fonction objective
 h coefficient d'échange convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
 L longueur, m
 P puissance, W
 Pr nombre de Prandtl
 q débit massique, $kg.s^{-1}$
 r rayon du tube, m
 Re nombre de Reynolds
 t durée, s
 T température, °C
 UA conductance thermique, $W.K^{-1}$
 v vitesse, $m^1.s^{-1}$
 z profondeur, m

Symboles grecs

λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
 ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$
 η rendement, %

Indices et exposants

air-tube entre l'air et le tube
 c convectif
 e entrée
 eas échangeur air-sol
 ext extérieur
 s sortie

Abréviations

CER coût de l'énergie récupérée
COP coefficient de performance
EAS échangeur air-sol
VMC ventilation motorisée contrôlée

1. Introduction

Le secteur de l'habitat représente 40 % de l'énergie totale consommée dans les pays développés [1]. Pour lutter contre le réchauffement climatique, une stratégie de l'Europe est de réduire les consommations énergétiques des bâtiments. En effet, les nouvelles réglementations européennes imposent une isolation thermique des habitats et l'utilisation de systèmes énergétiques à énergie renouvelable. Par conséquent, les échangeurs air-sol (EAS) sont des systèmes énergétiques pouvant répondre aux demandes actuelles. Par exemple dans un système de chauffage par VMC (Ventilation Mécanique Contrôlée), les EAS améliorent les performances énergétiques de 29 % en hiver et entre 36 et 46 % en été [2]. De plus, les EAS sont adaptés pour les climats contrastés, les climats chauds-arides ou les climats froids [3].

L'inconvénient d'un EAS est que son dimensionnement et ses performances énergétiques dépendent fortement des conditions climatiques [4]. Cependant, son dimensionnement peut être optimisé à l'aide d'algorithmes génétiques [5]. Ses principaux paramètres de dimensionnement [6] sont: le rayon du tube, la longueur du tube, la profondeur d'enfouissement et la vitesse de l'air ventilé.

Cet article présente une étude d'optimisation multicritère d'un EAS pour différents climats français. Le système est tout d'abord modélisé à partir de deux modèles distincts. Le premier simule le comportement thermique du sol en déterminant la température du sol en fonction de

la profondeur et du temps. Le second modélise la température d'air ventilé à l'intérieur de l'EAS et à sa sortie. Cette modélisation inclut aussi le calcul de la puissance nécessaire au ventilateur pour imposer une vitesse d'air. Ensuite, plusieurs simulations sont effectuées sur une année complète pour optimiser les paramètres de dimensionnement de l'EAS selon deux critères énergétiques (le rendement moyen de l'EAS et son COP moyen) et un critère économique (le coût de l'énergie récupérée par l'EAS).

2. Modélisation de l'échangeur air-sol

Cette partie décrit la modélisation de l'EAS. Les résultats de la simulation sont comparés aux données expérimentales de la plateforme géothermique de l'Université de Strasbourg [7].

2.1. Description du système

L'EAS se compose d'un tube en PVC enterré dans le sol à une profondeur z . Le tube enterré se caractérise par: une longueur L , un rayon intérieur r et une épaisseur e de 5.0 mm. La vitesse d'air v_{air} circulant dans l'EAS est imposée par un ventilateur situé à sa sortie (Figure 1).

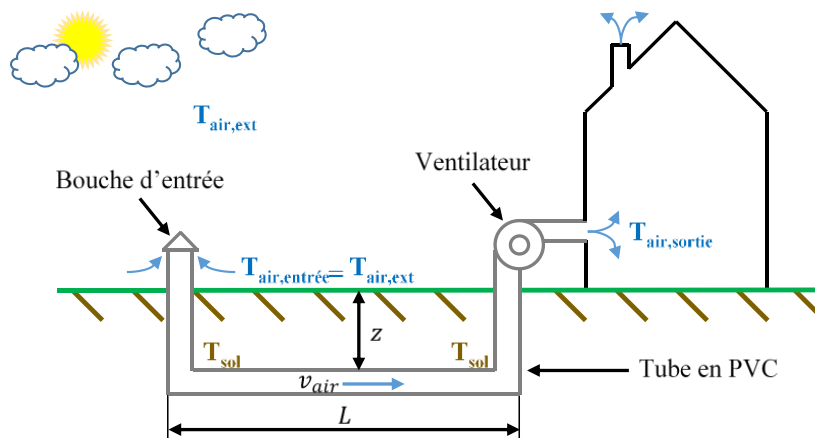


Figure 1 : Schéma d'un échangeur air-sol (EAS) intégré à bâtiment

Dans le cadre de cette étude, l'EAS est représenté par un tube et le sol par un volume. A l'entrée du tube, la température d'air en entrée $T_{air,entrée}$ correspond à la température de l'air extérieur $T_{air,ext}$. Cette dernière est facilement mesurable à partir des bases de données météorologiques horaires. Par contre, la température du sol à l'interface sol-tube est difficile à obtenir en raison de la nécessité de mettre en place un dispositif de mesure à la profondeur d'enfouissement du tube. De plus, ces mesures seraient valables seulement pour une unique configuration d'EAS. Dans ce contexte, une modélisation du système est nécessaire.

2.2. Modélisation du système

La détermination de la température de l'air en sortie de l'EAS est issue des travaux de Thiers [8]. La modélisation est établie en respectant les hypothèses suivantes :

- un problème unidimensionnel est considéré ;
- le sol est considéré comme un milieu homogène et isotrope ;
- les propriétés thermophysiques de l'air et du sol sont constantes et indépendantes de la température.

Le système modélisé se décompose par une modélisation pour le sol et pour l'EAS.

2.2.1. Modélisation pour le sol

La modélisation pour le sol détermine la température du sol. Les effets des transferts de masse sur les transferts de chaleur sont considérés comme négligeables en raison des faibles

gradients de température dans le sol. La modélisation considère seulement le phénomène de conduction thermique.

En considérant ses hypothèses, la propagation d'un signal sinusoïdal à la surface d'un milieu semi-infini possède une solution analytique [9]. Le signal sinusoïdal est la température de l'air extérieur. Cette dernière s'écrit sous la forme de l'équation (1).

$$T_{air,ext}(t) = T_{moy} + \sum_{i=1}^3 T_i \sin(\omega_i \cdot t - \varphi_i) \quad (1)$$

avec T_{moy} la température moyenne, T_i l'amplitude de la température pour les oscillations de fréquence ω_i , φ_i le déphasage des oscillations de fréquence ω_i . Les oscillations considérées sont: ω_0 une fréquence annuelle, ω_1 une fréquence de 10 mois et ω_2 une fréquence journalière.

La détermination des coefficients de la température de l'air extérieur est obtenue à partir de la méthode de minimisation des moindres carrés. En appliquant ce signal à la surface d'un milieu semi-infini, la température du sol est donnée par l'équation (2).

$$T_{sol}(t, z) = T_{moy} + \sum_{i=1}^3 T_0 \cdot e^{-z \cdot \sqrt{\frac{\omega_i}{2 \cdot \alpha_{sol}}}} \cdot \sin\left(\omega_i \cdot t - \varphi_i - z \cdot \sqrt{\frac{\omega_i}{2 \cdot \alpha_{sol}}}\right) \quad (2)$$

avec α_{sol} la diffusivité thermique du sol qui est définie par l'équation (3).

$$\alpha_{sol} = \frac{\lambda_{sol}}{\rho_{sol} \cdot c_{sol}} \quad (3)$$

2.2.2. Modélisation pour l'EAS

La modélisation pour l'EAS détermine la température de l'air en sortie. L'air circulant à travers l'EAS est défini par un débit massique q_{air} constant et une capacité thermique massique c_{air} constante. Selon la direction de la circulation de l'air, le tube est découpé en plusieurs cylindres de longueur identique Δx (Figure 2). Pour chaque cylindre, la température de l'air et la température du sol sont considérées uniformes.

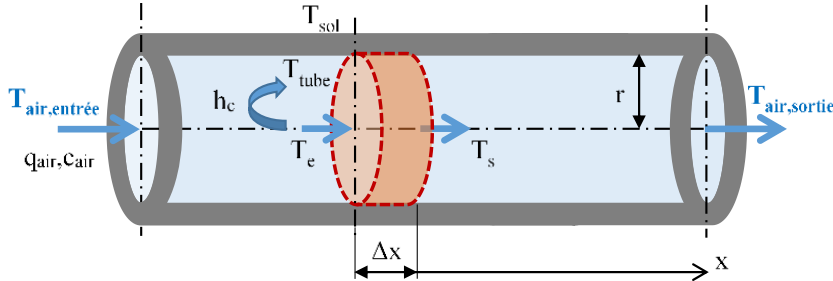


Figure 2 : Représentation schématique du maillage d'un EAS

Pour un cylindre de longueur Δx , le bilan de puissance s'écrit par l'équation (4) :

$$q_{air} \cdot c_{air} \cdot \frac{dT_e}{dx} = UA_{air-tube} \cdot (T_{sol} - T_e) \quad (4)$$

Concernant le tube, sa masse est négligeable par rapport à celle du sol. En conséquence, le tube est représenté par sa résistance thermique dans le terme $UA_{air-tube}$. Ce dernier définit la conductance thermique équivalente. Elle est définie par l'équation (5) :

$$\frac{1}{UA_{air-tube}} = \frac{1}{h_c \cdot (2 \cdot \pi \cdot r \cdot \Delta x)} + \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot \Delta x \cdot \lambda_{tube}} \cdot \ln\left(\frac{r+e}{r}\right) \quad (5)$$

Le coefficient d'échange convectif entre l'air et le tube h_c se calcule par les formulations classiques en convection forcée [9]. Il est défini par l'équation (6) :

$$h_c = 0.036 \cdot \frac{\lambda_{air}}{2 \cdot r} \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{2r}{\Delta x}\right)^{0.055} \quad (6)$$

À chaque pas de temps, la température de l'air en sortie du cylindre T_s est considérée comme la nouvelle température d'entrée T_e pour le cylindre suivant. Finalement, l'équation (4) est résolue par l'algorithme de Runge-Kutta en utilisant le logiciel Open Modelica.

La puissance électrique consommée par le ventilateur à la sortie de l'EAS est définie par l'équation (7). Les pertes de charge du système Δp sont calculées à partir de [10].

$$P_{\text{ventilateur}} = \frac{q_{\text{air}}}{\rho_{\text{air}}} \cdot \Delta p \cdot \frac{1}{\eta_{\text{ventilateur}}} \quad (7)$$

avec $\eta_{\text{ventilateur}}$ le rendement électromécanique du ventilateur.

2.3. Validation de la modélisation du système avec des données expérimentales

La modélisation de l'EAS proposée est comparée aux données expérimentales d'un EAS installé sur la plateforme géothermique de l'IUT Robert Schuman (Université de Strasbourg) [7]. Les paramètres géométriques et de fonctionnement de l'EAS et les propriétés thermophysiques du sol sont récapitulés dans le Tableau 1.

r	e	λ_{tube}	L	z	v_{air}	λ_{sol}	c_{sol}	ρ_{sol}
m	m	W.m.K ⁻¹	m	m	m.s ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	kg.m ⁻³
0.10	0.005	0.6	22.0	1.1	1.0	2.7	1100	1100

Tableau 1 : Récapitulatif des paramètres de l'EAS et des propriétés thermophysiques du sol

Le comportement thermique du modèle d'EAS est proche de celui obtenu expérimentalement (Figure 3). Pour quantifier l'écart entre les données expérimentales et simulées, l'écart relatif σ est défini par l'équation (10).

$$\sigma = \frac{T_{\text{modèle}} - T_{\text{expérimentale}}}{T_{\text{expérimentale}}} \cdot 100 \quad (10)$$

Pour une année complète (Figure 3), l'écart relatif moyen est de 5.68 %. Les résultats de la modélisation sont donc en accord avec les données expérimentales.

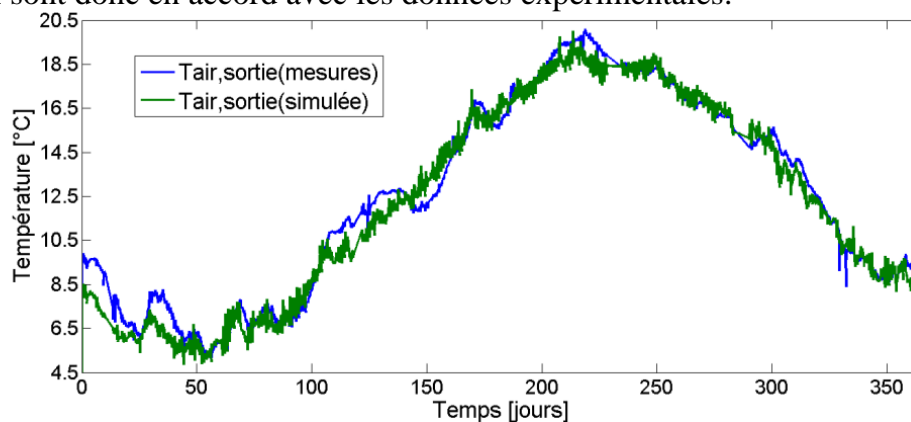


Figure 3 : Evolution de la température d'air en sortie de l'EAS issue des données expérimentales (en bleu) et de la simulation (en vert). L'instant $t=0$ jour correspond à la date du 1^{er} janvier 2013

3. Optimisation multicritère d'un échangeur air-sol

Cette partie présente la méthode de résolution du problème d'optimisation multicritère et la définition de ses paramètres (variables et critères). Les résultats renseignent sur les préconisations de dimensionnement à respecter pour l'installation d'un EAS en France.

3.1. Principe de l'optimisation multicritère

Résoudre un problème d'optimisation multicritère revient à rechercher l'optimum de plusieurs critères (représentés par des fonctions objectives). Cependant, les optimums globaux n'existent pas forcément. Par conséquent, l'optimisation a pour but de trouver l'ensemble des meilleurs compromis pour toutes les fonctions objectives. L'ensemble de ces solutions forme

le front de Pareto. L'algorithme génétique NSGA-II [11] est utilisé pour résoudre ce problème d'optimisation multicritère. Les variables et les critères sont définis dans la partie 3.2.

De plus, une méthode d'aide à la décision est utilisée pour sélectionner la meilleure solution parmi l'ensemble des meilleurs compromis. La technique appliquée est TOPSIS [12]. Elle consiste à normaliser les fonctions objectives g suivant l'équation 11. Le but est de minimiser la distance d entre un point du front de Pareto et le point idéal. Le point idéal correspond au maximum global du rendement moyen η_{eas} et du COP moyen COP , et au minimum du coût de l'énergie récupérée CER (critères définis dans la partie 3.2.2).

$$g^* = \frac{g - g_{min}}{g_{max} - g_{min}} \text{ (pour un minimum) ou } g^* = \frac{g_{max} - g}{g_{max} - g_{min}} \text{ (pour un maximum)} \quad (11)$$

3.2. Définition des variables et des critères

3.2.1. Variables

Les variables correspondent aux paramètres de dimensionnement : le rayon du tube r , la longueur du tube L , la profondeur z , la vitesse de l'air v_{air} . Les valeurs limites (Tableau 2) correspondent à celles d'une maison individuelle de 450 m³ [6]. Le renouvellement minimal d'air dans la maison impose un débit volumique minimal de 150 m³.h⁻¹. Une contrainte sur le débit volumique assure ce renouvellement minimal d'air.

Paramètres	r	L	z	v_{air}
Unité	m	m	m	m.s ⁻¹
Min	0.050	10.0	0.30	1.00
Max	0.50	100	3.00	10.0

Tableau 2 : Récapitulatif des valeurs limites des paramètres de dimensionnement

3.2.2. Critères

Les performances de l'EAS sont quantifiées par trois critères: deux critères énergétiques (le rendement moyen et le COP moyen de l'EAS) et un critère économique (le coût de l'énergie récupérée CER). Le rendement moyen (équation 12) est le rapport entre l'énergie récupérée par l'EAS et l'énergie maximale récupérable sur une période $T = 1$ an.

$$\eta_{eas} = \frac{\int_0^T (T_{air,entrée} - T_{air,sortie}) \cdot dt}{\int_0^T (T_{air,entrée} - T_{sol}) \cdot dt} \quad (12)$$

Le COP moyen d'un EAS est le rapport entre l'énergie récupérée par l'EAS et l'énergie consommée par le ventilateur. Il est défini par l'équation 13 sur une période $T = 1$ an.

$$COP = \frac{q_{air} \cdot c_{air} \cdot \int_0^T (T_{air,entrée} - T_{air,sortie}) \cdot dt}{\int_0^T P_{ventilateur} \cdot dt} \quad (13)$$

Le coût de l'énergie récupérée CER est défini par l'équation 14 et correspond au rapport entre la somme du coût d'un EAS et l'énergie récupérée pendant sa durée de vie $N_{année}$ de 20 ans.

$$CER = \frac{coût_{installation} + coût_{opération} + coût_{maintenance}}{N_{année} \cdot q_{air} \cdot c_{air} \cdot \int_0^T (T_{air,entrée} - T_{air,sortie}) \cdot dt} \quad (14)$$

3.3. Résultats et discussion de l'optimisation multicritère

Les données météorologiques horaires des zones RT (H1a, H1b, H2b, H2c et H3) conditionnent la température de l'air extérieur. Pour chaque zone, le dimensionnement de l'EAS est optimisé pour les critères présentés dans la partie 3.2.2.

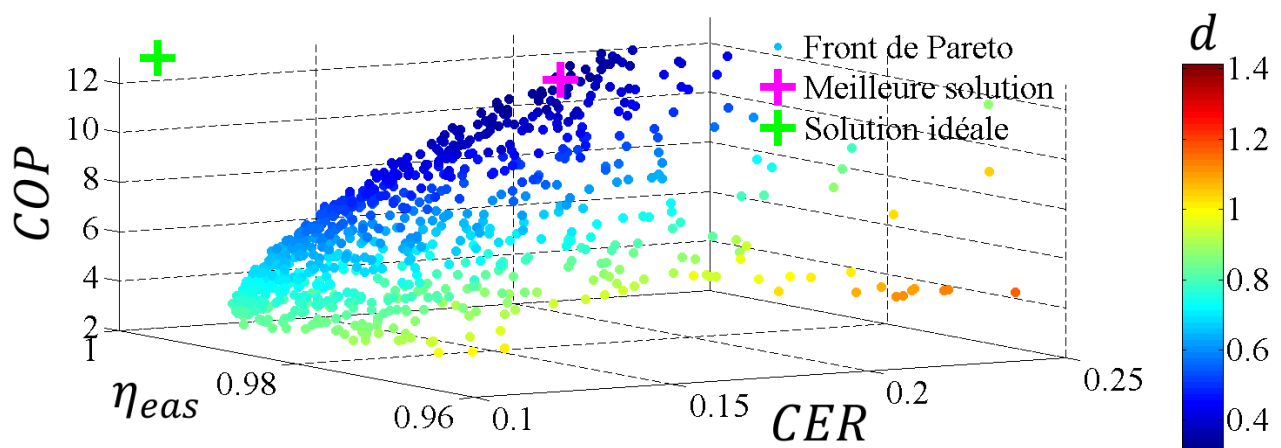


Figure 4 : Représentation du front de Pareto pour la zone H1a. d est la distance séparant un point du front et la solution idéale (croix verte)

Un exemple du front de Pareto est illustré par la Figure 4 pour la zone H1a. Le choix du meilleur compromis pour cette zone correspond à la distance d la plus courte entre un point du front de Pareto et le point idéal (COP max, η_{eas} max et CER min). Les valeurs du meilleur compromis sont récapitulées dans le Tableau 3. On peut noter que les résultats du dimensionnement de l'EAS sont du même ordre de grandeur. En résumé, si l'on souhaite maximiser le rendement, maximiser le COP et minimiser le coût de l'énergie récupérée, alors l'EAS nécessite un rayon du tube faible, une longueur importante, une profondeur d'enfouissement importante et une vitesse d'air faible. Cette tendance est expliquée par la suite.

Zone RT	Variables				Critères		
	r m	L m	z m	v_{air} m.s ⁻¹	η_{eas} %	COP	CER €/kWh
H1a	0.120	75.1	2.68	1,02	99.5	11.6	0.206
H1b	0.124	84.1	2.81	1,01	99.7	13.3	0.168
H2b	0.125	81.0	2.94	1,00	99.6	10.8	0.207
H2c	0.119	83.6	2.69	1,07	99.7	12.2	0.183
H3	0.116	84.7	2.74	1.05	99.8	12.2	0.207
Moyenne	0.121 ± 0.004	82 ± 4	2.8 ± 0.1	1.03 ± 0.03	99.7 ± 0.1	12 ± 1	0.19 ± 0.02

Tableau 3 : Résultats de l'optimisation multicritère d'un EAS pour différents climats français

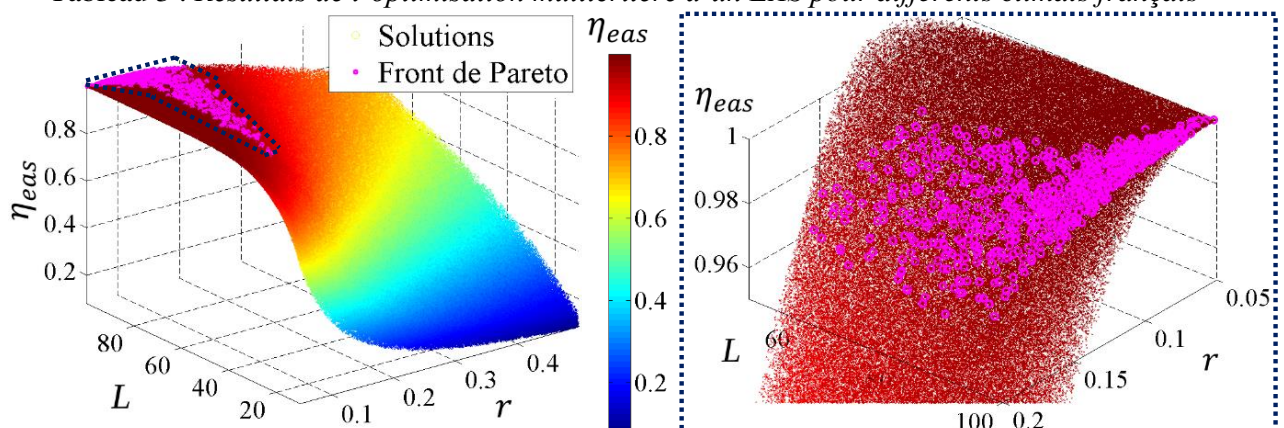


Figure 5 : à gauche, évolution du rendement moyen η_{eas} en fonction de la longueur L de l'EAS et du rayon du tube r pour la zone H1a. A droite, zoom de la partie en pointillé du graphique de gauche

Dans le cas où le rayon du tube est faible, la surface d'échange est petite mais les échanges de chaleur entre l'air circulant dans l'échangeur et le sol sont de meilleures qualités. La Figure 5 illustre ce phénomène : pour une longueur d'échangeur fixe, le rendement de l'EAS est élevé.

Par ailleurs, l'énergie récupérée par l'EAS augmente lorsque la longueur de l'EAS augmente car la température de l'air en sortie de l'EAS converge vers la température du sol. Par conséquent, pour une longueur importante, le rendement est élevé (Figure 5) et le coût de l'énergie récupérée est faible (Figure 7).

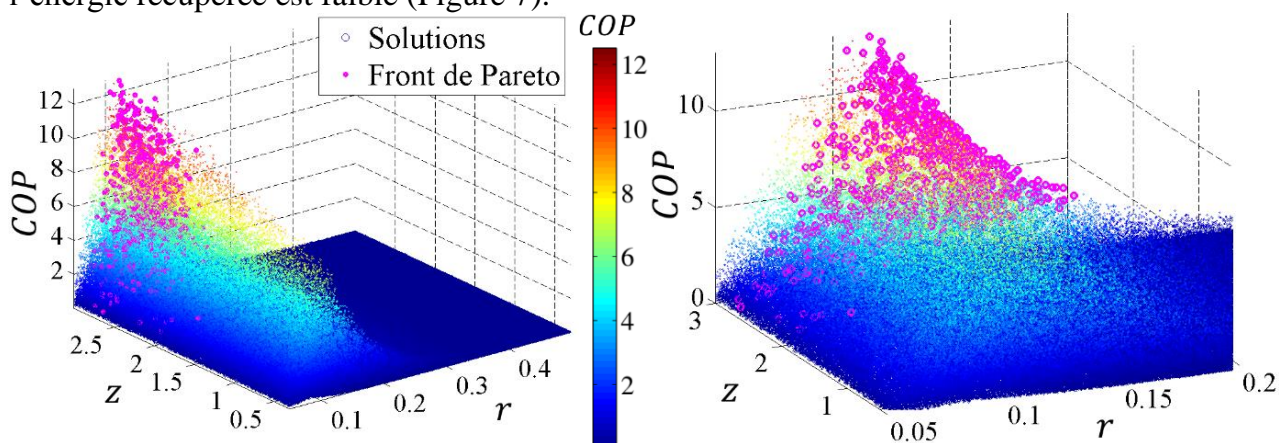


Figure 6 : à gauche, évolution du COP moyen en fonction de la profondeur du tube z et du rayon du tube r pour la zone H1a. A droite, zoom du graphique de gauche

La Figure 6 montre que le COP moyen augmente lorsque la profondeur de l'EAS augmente. En effet, avec la profondeur, la température du sol est moins sensible aux conditions climatiques. L'énergie récupérée par l'EAS augmente. Par ailleurs, la vitesse de l'air ventilé conditionne l'échange convectif air-tube mais aussi l'énergie consommée par le ventilateur. Avec une faible vitesse, les échanges de chaleur air-tube sont élevés et la puissance du ventilateur est faible. En conséquence, le coût de l'énergie récupérée diminue avec la réduction de la vitesse pour une longueur donnée, voir Figure 7.

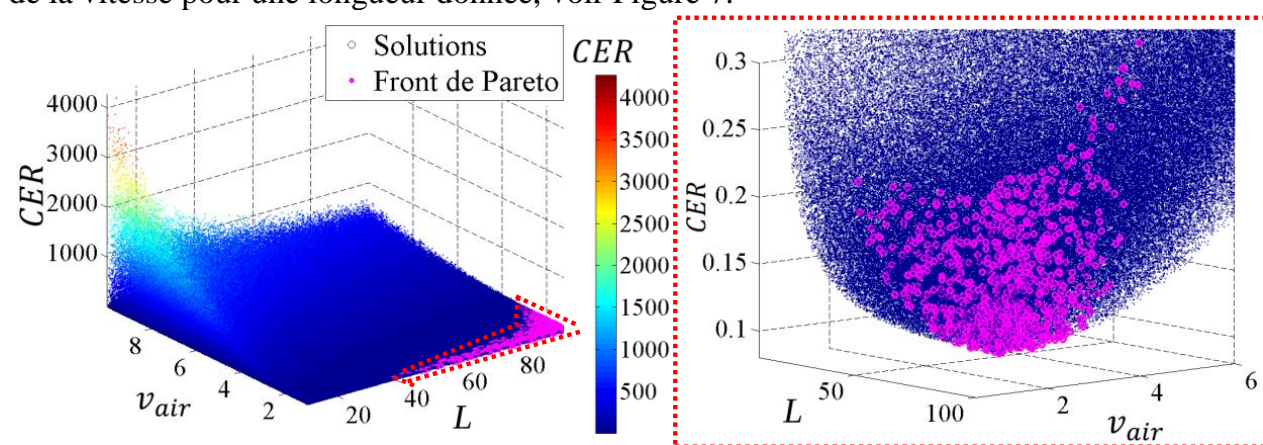


Figure 7 : à gauche, évolution du CEP en fonction de la vitesse d'air v_{air} et de la longueur L de l'EAS pour la zone H1a. A droite, zoom de la partie en pointillé du graphique de gauche

Les résultats renseignent également sur la dispersion des variables appartenant au front de Pareto. Tout d'abord, la Figure 5 indique la zone pour laquelle une combinaison entre la longueur et le rayon du tube permet de maximiser le rendement. Cette zone se situe pour une longueur comprise entre 60 m et 100 m, et un rayon compris entre 5 cm et 20 cm. Le nombre de points appartenant au front de Pareto se densifie lorsque la longueur tend vers 100 m et lorsque le rayon tend vers 5 cm. Dans le cas où il est impossible d'installer un EAS de 100 m, la solution pour maximiser le rendement ($> 96\%$) est d'augmenter le rayon. En outre, la Figure 6 montre que la forme du front de Pareto ressemble à une pyramide. Son sommet se situe à un COP de 12 pour une profondeur de 2.8 m et un rayon de 12 cm. Le COP est très sensible à ces paramètres car si le rayon varie de ± 5 cm ou si la profondeur varie de ± 5 cm alors le COP

diminue de moitié. Pour finir, le front de Pareto tracé en Figure 7 forme une demi-sphère. Son point culminant se situe pour une vitesse d'air de 1.0 m.s^{-1} et une longueur de 100 m. Le CER est un minimum global pour une longueur comprise entre 60 m et 100 m, et une vitesse d'air ventilé comprise entre 1 m.s^{-1} et 4 m.s^{-1} . Dans le cas où l'emplacement de l'installation de l'EAS est limité, il est possible de conserver une CER proche du minimum en réduisant la vitesse de l'air ventilé.

4. Conclusion

Dans cette étude, une optimisation des paramètres de dimensionnement d'un EAS est réalisée pour différents climats français. La modélisation proposée du système se décompose en deux modélisations pour le sol et pour l'EAS. Les résultats du modèle concordent avec les mesures provenant de l'IUT Robert Schuman (Université de Strasbourg).

Ensuite, plusieurs simulations sont effectuées pour optimiser les paramètres de dimensionnement (rayon du tube, sa longueur, sa profondeur d'enfouissement et la vitesse de l'air ventilé) de l'EAS selon deux critères énergétiques (le rendement moyen et le COP moyen) et un critère économique (le coût de l'énergie récupérée). Les résultats de l'optimisation multicritère de l'EAS sont du même ordre de grandeur indépendamment des conditions climatiques. Le meilleur compromis est obtenu pour un EAS avec un rayon de tube faible, une longueur importante, une profondeur d'enfouissement élevée et une faible vitesse d'air ventilé.

En complément de cette étude, il serait intéressant d'étudier l'optimisation d'un EAS associé à un système de chauffage afin de répondre aux besoins énergétiques d'un bâtiment.

Références

- [1] L. Perez-Lombard, J. Ortiz and C. Pout, A review on buildings energy consumption information, *Energy and Buildings*, 40 (2008), 394–398.
- [2] F. Ascione, D. D'Agostino, C. Marino and F. Minichiello, Earth-to-air heat exchanger for NZEB in Mediterranean climate, *Renewable Energy*, 99 (2016), 553–563.
- [3] L. Ramírez-Dávila, J. Xamán, J. Arce and G. Álvarez, I. Hernández-Pérez, Numerical study of earth-to-air heat exchanger for three different climates, *Energy and Buildings*, 76 (2014), 238–248.
- [4] Z. Li, W. Zhu, T. Bai and M. Zheng, Experimental study of a ground sink direct cooling system in cold areas, *Energy and Buildings*, 41 (2009), 1233–1237.
- [5] R. Kumara, A.R. Sinhab, B.K. Singhc and U. Modhukalya, A design optimization tool of earth-to-air heat exchanger using a genetic algorithm, *Renewable Energy*, 33 (2008), 2282–2288.
- [6] N. Bordoloi, A. Sharma, H. Nautiyal and V. Goel, An intense review on the latest advancements of Earth Air Heat Exchangers, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 89 (2018), 261–280.
- [7] M. Cuny, J. Lin, M. Siroux, V. Magnenet and C. Fond, Influence of coating soil types on the energy of earth-air heat exchanger, *Energy and Buildings*, 158 (2018), 1000–1012.
- [8] S. Thiers, *Bilans énergétiques et environnement aux bâtiments à énergie positive*, thèse de doctorat (2008).
- [9] M.N. Ozisik, Heat transfert: basic approach, *McGraw-Hill Book Company*, 1985.
- [10] M. Benhammou and B. Draoui, Parametric study on thermal performance of earth-to-air heat exchanger used for cooling of buildings, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 44 (2015) 348–355.
- [11] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal and T. Meyarivan, A Fast and Elitist Multiobjective Genetic Algorithm: NSGA-II, *IEEE Transactions on evolutionary computation*, Vol. 6, No. 2, 182-197.
- [12] G-H. Tzeng and J-J Huang, Multiple Attribute Decision Making, Methods and Applications, *CRC Press* (2011).

Remerciements

Les auteurs expriment leur gratitude à J. LIN, M. SIROUX et C. FOND pour l'utilisation des données expérimentales de la plateforme géothermique de l'Université de Strasbourg.

Modélisation réduite des transferts radiatifs dans l'habitat par une méthode hiérarchique

Mickaël LE BOHEC^{1*}, Denis LEMONNIER², Didier SAURY²

¹ Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453, Marseille, France

² Institut Pprime, UPR CNRS 3346, CNRS / ISAE-ENSMA / Université de Poitiers,
1 avenue Clément Ader, BP 40109, F-86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

* (auteur correspondant : mickael.le-bohec@univ-amu.fr)

Résumé - L'étude des transferts radiatifs dans l'habitat peut se ramener à la résolution de l'équation des radiosités. Celle-ci nécessite l'évaluation de couplages géométriques entre les éléments de la scène appelés facteurs de forme. Leur obtention est particulièrement ardue, notamment lorsqu'il s'agit de tenir compte d'éventuelles obstructions. Outre l'évaluation de ces facteurs, le système à résoudre est très lourd, puisque chaque surface interagit, le plus souvent, avec toutes les autres et que le nombre de noeuds mis en jeu dans la description d'une scène complexe est important. Nous présentons une méthode de résolution qui raffine le maillage d'une scène tout en construisant simultanément une représentation à différentes échelles des facteurs de forme entre ses éléments, dans le but de ne pas calculer tous les échanges à la résolution la plus fine. Elle permet ainsi de réduire considérablement le temps de calcul et rend son utilisation possible en bureau d'étude.

Nomenclature

Symboles latins

A	surface, m^2
E	éclairage, $W \cdot m^{-2}$
F	facteur de forme, –
J	radiosité, $W \cdot m^{-2}$
k	nombre d'éléments initiaux, –
m	nombre d'éléments créés, –
M	émittance, $W \cdot m^{-2}$
n	nombre d'éléments dans une scène, –
n_F	nombre de facteurs de forme, –
v	visibilité entre deux points, –
V	visibilité entre deux surfaces, –

Symboles grecs

ϵ	erreur, –
ρ	réflectivité, –
τ_r	taux de réduction, –
φ	densité de flux net, $W \cdot m^{-2}$

Indices et exposants

ε	relatif à un seuil
i, j	indices d'éléments
ij	de l'élément i vers l'élément j

Accents

$\hat{}$	quantité adimensionnée
$\tilde{}$	quantité corrigée

1. Introduction

La modélisation des échanges radiatifs peut se faire par l'équation des radiosités [1]. Dans sa version la plus courante, ce modèle suppose que le milieu est transparent et que les surfaces sont opaques, grises et diffuses. C'est dans ce cadre que nous nous plaçons. Une fois le domaine discrétisé en n éléments sur lesquels la température, la réflectivité et l'éclairage sont supposés uniformes, l'équation discrète à résoudre est la suivante :

$$J_i = M_i + \rho_i \sum_{j=1}^n F_{ij} J_j \quad (1)$$

Le facteur de forme F_{ij} traduit le couplage géométrique entre les éléments i et j . Il représente la part d'énergie radiative quittant la surface i et arrivant directement sur j . Son obtention est

une tâche complexe et il n'en sera pas question dans ce qui suit. On pourra se référer à [2] pour une bonne introduction au sujet.

En thermique, les flux nets sur les surfaces sont plus utiles que les radiosités. Ils se déduisent de la façon suivante :

$$\varphi_i = J_i - E_i \quad (2)$$

Pour résoudre le système, il faut d'abord évaluer les n^2 interactions potentielles entre les éléments et pour chacune d'elles, tester si les $n - 2$ autres éléments ne s'interposent pas, totalement ou partiellement. L'obtention de la matrice du système a donc un coût de l'ordre de $O(n^2)$ si les obstructions n'ont pas à être testées et d'ordre $O(n^3)$ dans le cas contraire.

Nous présentons dans ce papier une méthode multirésolution permettant de réduire cette complexité à un ordre $O(k^2 + m)$ sans obstructions et $O(k^3 + km)$ avec, où k est le nombre d'éléments du maillage initial et m le nombre d'éléments créés pendant son raffinement.

Nous commencerons par présenter la méthode dans son ensemble avant de s'attarder sur la description de quelques itérations de raffinement. Ceci afin de montrer l'influence des différents paramètres permettant le contrôle du calcul. Nous expliquerons ensuite comment résoudre le système alors que les interactions n'ont pas toutes lieu à la même échelle. Nous présenterons enfin l'application de cette méthode sur une scène radiative représentative de l'habitat. Nous montrerons qu'une erreur inférieure à 1 % peut être atteinte en ne calculant que quelques pourcents du problème.

2. Méthode hiérarchique des radiosités

2.1. Présentation générale

La méthode hiérarchique des radiosités [3] repose sur le fait que les échanges radiatifs peuvent être évalués à des niveaux de détail différents suivant leur influence sur la solution. Les échanges dont l'impact est modeste peuvent être évalués à un niveau de détail faible, tandis que ceux dont l'effet est important doivent l'être à un niveau élevé.

Cette méthode construit donc un maillage multirésolution de la scène dans le but de permettre aux différentes mailles d'interagir à des échelles adaptées. Ces différents niveaux sont constitués de subdivisions successives du maillage de départ. Toute subdivision d'un élément entraîne la création d'un nouveau niveau de détail localisé sur cet élément. Ainsi, chaque maille initiale est la racine d'une arborescence dont chaque étage correspond à un niveau de détail comme le montre la figure 1. Le maillage complet de la scène est donc l'union des arborescences des éléments initiaux.

La subdivision des éléments a pour but d'affiner le calcul des échanges. Au préalable, l'intensité des transferts est évaluée au moyen d'un *estimateur* puis comparée à un *seuil* fourni par l'utilisateur. Les éléments visés par les transferts dont l'estimateur est supérieur au seuil sont subdivisés. Cela aura pour conséquence de densifier le maillage là où les transferts sont les plus intenses.

Puisque les échanges doivent être connus à un certain niveau de détail pour déterminer s'il est nécessaire de raffiner le calcul, tous les échanges initiaux doivent être évalués pour amorcer la méthode. Si la scène est initialement composée de k éléments, et qu'il n'y a pas d'obstructions, le coût de cette première évaluation est d'ordre $O(k^2)$. Le reste du travail consistera à calculer certains de ces transferts à des niveaux supérieurs. La complexité globale est en réalité d'ordre $O(k^2 + m)$ avec m le nombre d'éléments créés [4]. Ainsi, plus le maillage de départ est grossier,

c'est-à-dire plus k est faible, et plus la méthode hiérarchique est intéressante.

Le raffinement, lorsqu'il est nécessaire, est effectué pour un couple de mailles donné ce qui signifie qu'un même élément peut interagir avec d'autres à des niveaux de détail différents. Dans l'exemple de la figure 1 l'élément 2 interagit avec l'élément 3 à un niveau de détail supérieur à celui de son interaction avec l'élément 1. Ces interactions sont représentées par des *liens*. La puissance reçue par une maille peut donc venir de multiples niveaux. L'étape de résolution devra donc faire communiquer ces différentes échelles pour pouvoir accéder à la solution.

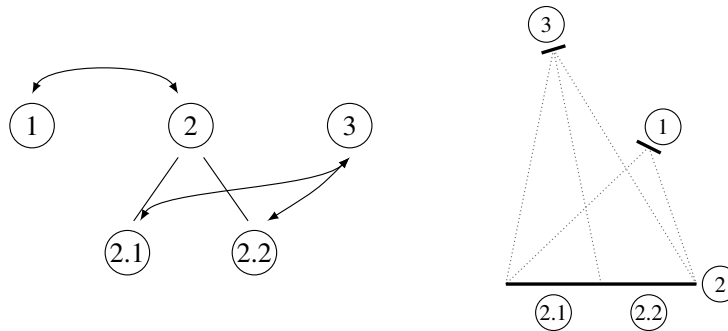


Figure 1: Exemple de configuration où les échanges (figurés à droite par des cônes) se font à différents niveaux de détail. L'échange entre les éléments 1 et 2 n'a pas été raffiné alors que celui entre les éléments 2 et 3 l'a été une fois. L'élément 2 interagit donc lui-même avec l'élément 1 tandis qu'il interagit avec l'élément 3 par l'intermédiaire de ses "enfants" (mailles 2.1 et 2.2).

2.2. Raffinement

Pour aiguiller le raffinement, il faut donc estimer les échanges entre les éléments. Plusieurs estimateurs peuvent être utilisés pour cela. Le facteur de forme F_{ij} et plus encore l'éclaircissement $E_{ij} = F_{ij}J_i$ sont très utilisés dans la communauté du rendu graphique où les échanges sont dominés par quelques mailles représentant l'éclairage et qui sont les seuls à émettre de l'énergie (la lumière). Nous proposons l'emploi du flux net dans celui de la simulation thermique :

$$\varphi_{ij} = F_{ij}(J_i - J_j) \quad (3)$$

2.2.1. Cas général

La procédure de raffinement opère de manière récursive pour chaque couple d'éléments. Ainsi, pour un couple de mailles P et Q , elle compare les estimateurs φ_{pq} et φ_{qp} de la densité de leurs transferts mutuels de puissance au seuil φ_ε pour savoir s'il faut raffiner. Si au moins l'un d'entre eux est supérieur à φ_ε , c'est le cas. L'utilisation comme estimateur de la densité du transfert plutôt que du transfert en lui-même permet de déterminer la maille à subdiviser, le cas échéant, en choisissant celle sur laquelle la densité est la plus forte. Si au contraire les deux estimateurs sont inférieurs au seuil alors il n'est pas nécessaire de raffiner et un lien est créé entre P et Q . Si un raffinement a eu lieu, cette procédure est reproduite entre l'élément non raffiné et les enfants de l'élément raffiné.

Pour pouvoir utiliser la densité de flux net comme estimateur il faut disposer d'une solution initiale¹. Le processus est donc *progressif*, alternant résolution et raffinement jusqu'à convergence. Cette progressivité est également mise à profit en diminuant à chaque étape la valeur du

1. Obtenue avec $\varphi_\varepsilon = \infty$ car tous les échanges seront nécessairement inférieurs.

seuil. Cette logique permet de résoudre rapidement le système dans les premières étapes pour avoir une solution qui constituera une meilleure base de départ pour les suivantes. En pratique, on divise par deux le seuil à chaque étape soit $\varphi_{\varepsilon,k+1} = \varphi_{\varepsilon,k}/2$. C'est donc le plus petit seuil de cette suite, $\varphi_{\varepsilon,min}$, qui caractérise la précision finale d'un calcul.

La figure 2 illustre le fonctionnement de cette procédure sur quelques itérations. La configuration géométrique est présentée en haut, suivie par le profil de l'estimateur φ_{pq} du transfert de P vers Q et par son équivalent corrigé $\check{\varphi}_{pq}$. Celui-ci est obtenu par la relation :

$$\check{\varphi}_{pq_i} = \frac{A_q}{A_{q_i}} \varphi_{pq_i} \quad (4)$$

où Q_i désigne un descendant de Q . Il n'intervient pas dans le calcul mais permet de comparer des échanges entre mailles de tailles différentes. Le profil continu de l'échange réel est tracé avec un trait fin tandis que le profil discret de l'estimateur est représenté par un trait gras. Les échanges sont quant à eux figurés par un cône en pointillé. Pour simplifier, l'un des éléments est supposé indivisible. Le processus est ainsi plus facilement représentable puisque les subdivisions interviennent sur un seul élément.

Évidemment, au début de la première étape, aucune subdivision n'a eu lieu et l'échange est toujours représenté grossièrement par une unique valeur. Celle-ci étant inférieure au seuil $\varphi_{\varepsilon,1}$, il n'est pas nécessaire de raffiner et la procédure s'arrête pour ce couple d'éléments. Après avoir parcouru tous les autres échanges et avoir résolu le système, si $\varphi_{\varepsilon,min}$ n'est pas atteint, une nouvelle étape commence. Cette fois-ci, φ_{pq} est supérieur à $\varphi_{\varepsilon,2}$ et l'élément Q est subdivisé, mais comme les nouveaux échanges sont encore supérieurs au seuil, ils sont affinés de nouveau. À la

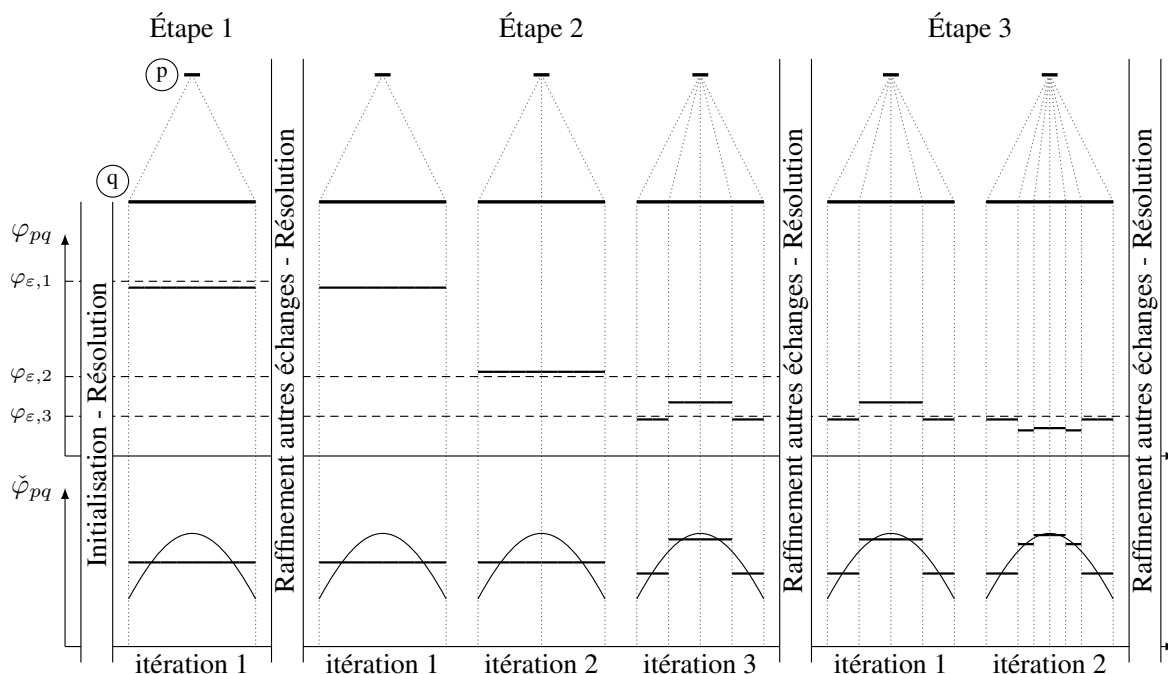


Figure 2: Mise en œuvre de la procédure de raffinement. Chaque étape est caractérisée par un seuil et est composée d'une phase de raffinement et d'une autre de résolution. Sur cette figure, la première itération d'une étape correspond strictement à la dernière de la précédente ce qui signifie que les résolutions ne modifient pas la radiosité J_p et J_q . En pratique c'est toujours le cas, sinon il n'y aurait pas d'intérêt à utiliser une suite décroissante de seuils.

troisième itération, tous les échanges sont inférieurs au seuil et le raffinement s'arrête. Lors de la troisième étape, seuls les échanges sur les bords sont inférieurs à $\varphi_{\varepsilon,3}$. Il n'est pas nécessaire de les raffiner. Les échanges du centre restent néanmoins trop importants et la procédure continue pour eux seuls. Le profil de $\check{\varphi}_{pq}$ montre bien que les échanges les plus importants ont été davantage subdivisés. Cette procédure continue jusqu'à atteindre $\varphi_{\varepsilon,min}$.

Pour éviter des raffinements trop importants, voire infinis, notamment dans les angles, on fixe une taille de maille minimale A_ε , en dessous de laquelle on cesse de subdiviser les éléments.

2.2.2. En présence d'obstruction

Le calcul de la visibilité entre éléments tire grandement profit de la logique hiérarchique du raffinement. En effet, le raffinement progressif permet d'exploiter l'information de visibilité obtenue à un certain niveau de détail dans les niveaux supérieurs. On évite ainsi certains calculs. En effet, si deux mailles se voient intégralement, c'est-à-dire si $V_{pq} = 1$, alors il n'est plus nécessaire de tester la visibilité entre les sous éléments issus de leurs éventuels raffinements. De même, si deux mailles ne se voient pas, c'est-à-dire si $V_{pq} = 0$, alors la procédure de raffinement peut s'arrêter. Seules les configurations dans lesquelles les éléments se voient partiellement, c'est-à-dire lorsque $V_{pq} \in]0, 1[$, nécessitent le calcul effectif de la visibilité.

La figure 3 présente le déroulement du processus de raffinement dans un cas où l'échange considéré comporte un obstacle. Dans la première itération, la visibilité est partielle. Elle est donc de nouveau calculée pour les deux échanges élémentaires de la seconde itération. Puisqu'elle est encore partielle, elle est une nouvelle fois évaluée pour les échanges de la troisième. À ce stade, la visibilité n'a plus à être calculée puisqu'elle est totale ($V_{pq} = 1$) sur les bords et nulle au centre ($V_{pq} = 0$). Si la résolution maximale n'est pas déjà atteinte, les échanges sur les bords pourront être raffinés sans calcul de visibilité tandis que les échanges au centre n'ont plus lieu d'être affinés puisqu'ils sont nuls.

Dans cet exemple, le seuil a été choisi nul et, malgré cela, le problème a bien été réduit puisqu'on n'évalue que six échanges à la résolution la plus fine au lieu des huit possibles². En

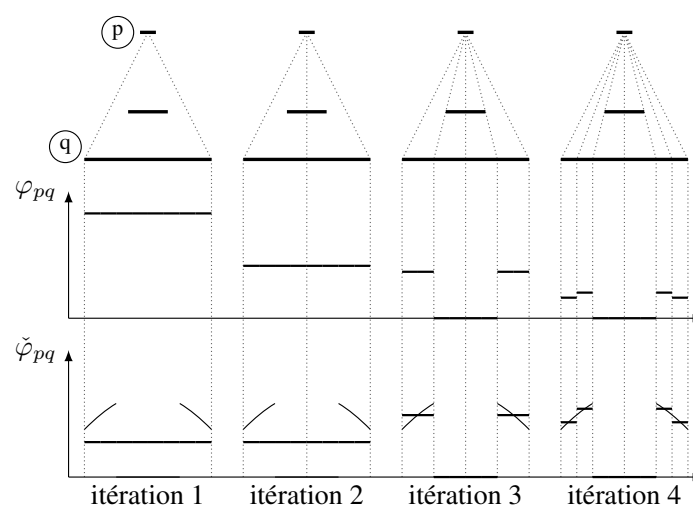


Figure 3: Mise en œuvre de la procédure de raffinement dans un cas comprenant un obstacle. Puisque les visibilités sont soit totales soit nulles à partir de la troisième itération, il n'est plus nécessaire de les évaluer dans la quatrième. Lorsqu'elles sont nulles, le raffinement s'arrête.

2. Si les deux échanges du centre avaient été subdivisés, il y en aurait deux de plus soit huit au total.

présence d'obstruction, le choix d'un seuil nul permet donc de comprimer un problème sans perte d'information puisque les échanges non évalués sont eux-même nuls.

En plus de cela, le maillage multirésolution de la méthode hiérarchique permet de limiter le nombre d'éléments à tester lors de chaque calcul de visibilité. En effet, il suffit de remarquer qu'une maille inclut ses propres subdivisions. Pour évaluer une éventuelle occlusion entre deux éléments P et Q , il suffit donc de tester les k mailles initiales. En présence d'obstruction la méthode a donc une complexité de l'ordre de $O(k^3 + km)$.

2.3. Résolution

Une fois la scène entièrement raffinée et la hiérarchie intégralement construite, il reste à résoudre le système des radiosités. Pour cela chaque élément doit *regrouper*, au travers des liens qui ont été créés, l'énergie qui lui revient, avant de la *transmettre* à sa hiérarchie. Ces étapes sont répétées jusqu'à convergence de la solution.

A l'issue de l'étape de regroupement, les radiosités et densités de flux net de chaque maille ne tiennent pas encore compte de l'influence d'échanges ayant lieu à d'autres niveaux de hiérarchie. La résolution est donc incomplète. L'étape de transmission vise à la finaliser en faisant communiquer entre eux les éléments d'une même hiérarchie. Elle a également pour conséquence de résoudre le système pour *chaque* niveau de détail du maillage.

Pour cela, on commence par compléter les niveaux de détails les plus importants du maillage en transmettant aux extrémités de la hiérarchie la densité d'énergie de l'ensemble de leur ascendance. Puisque chaque niveau de détail recouvre intégralement le niveau précédent, chaque niveau inférieur est obtenu en faisant la moyenne pondérée par les surfaces des densités d'énergie de leurs fils.

3. Réduction de modèle

Nous allons à présent appliquer la méthode hiérarchique (mh) présentée précédemment à un exemple concret issu de l'habitat et la comparer à la méthode conventionnelle (mc) dont la matrice est pleine. Pour qu'une telle comparaison ait un sens, il faut qu'elle se fasse à même résolution *maximale*.

3.1. Définitions

Commençons par définir les indicateurs que nous allons utiliser pour caractériser la méthode. Le taux de réduction (5) est défini comme la part de facteurs de forme qu'il n'est pas nécessaire de calculer pour obtenir une solution, à même résolution maximale, avec la méthode hiérarchique plutôt qu'avec la méthode conventionnelle. Il permet de juger de la capacité de la méthode hiérarchique à réduire le modèle.

$$\tau_r = 1 - \frac{n_{F,mh}}{n_{F,mc}} \quad (5)$$

Comme nous l'avons vu, un seuil nul entraîne le calcul de l'ensemble des échanges à la résolution la plus fine (hormis ceux dans lesquels intervient une obstruction). La solution obtenue de cette manière nous servira de référence puisqu'elle est identique à celle que nous aurions eu avec une méthode conventionnelle, les facteurs de forme nuls n'ayant aucun impact. Notre mesure de l'erreur sera la norme 2 relative entre les champs de flux net :

$$\epsilon = \frac{\|\varphi_{mh} - \varphi_{mc}\|_2}{\|\varphi_{mc}\|_2} \quad (6)$$

3.2. Résultats

La scène étudiée est un salon occupé par deux personnes et équipé d'une table basse et d'une chaise. La source est une cheminée dont le foyer est à 275 °C . La température de surface des occupants est de 30 °C tandis que le reste de la pièce (meubles compris) est à 19 °C . Toutes les surfaces ont une émissivité de 0,95. Le maillage initial représente une surface totale de $39,27\text{ m}^2$ répartie en 188 éléments. Après raffinement jusqu'à une résolution maximale d'environ 10 cm^2 , le niveau de détail le plus fin est composé de 27116 éléments. Sans méthode hiérarchique il faudrait donc évaluer 368 millions de facteurs de forme³.

La figure 4 présente l'évolution du taux de réduction et de l'erreur en fonction du seuil minimum. Au départ, le taux de réduction est presque de 100 % car le nombre de facteurs de forme calculé pour l'étape initiale est négligeable devant le nombre total.

Le premier constat à faire concerne la réduction du problème qui a lieu lorsque le seuil tend vers zéro. Il est de 45,1 % ce qui est déjà significatif alors même que tout le potentiel de la méthode n'est pas exploité. En effet, ce sont les seules obstructions qui ont permis cette réduction. On remarque également que les premières et dernières étapes de calcul évaluent une faible proportion du problème, environ 5 % pour des seuils supérieurs à 10^{-6} et 10 % pour des seuils inférieurs à 10^{-8} , alors que 40 % des facteurs de forme sont calculés en quelques étapes pour des seuils variant de 10^{-6} à 10^{-8} . Descendre sous une erreur de 0,01 % est donc coûteux.

La figure 5 montre les profils de densité de flux net reçue dans le salon pour deux seuils minimum différents : la solution de référence obtenue avec $\hat{\varphi}_{\varepsilon, \min} = 0$ et la solution obtenue avec $\hat{\varphi}_{\varepsilon, \min} = 1/2^{13} \approx 10^{-4}$. L'écart entre ces deux solutions est de 1,88 % et on constate que la différence est quasiment imperceptible. Sauf que dans le premier cas, le taux de réduction du problème est de 45,1 % et le temps de calcul de 3 j et 17 h alors que dans le second, le taux de réduction est de 99,3 % et le temps de calcul de 52 min⁴. L'acceptation de ce niveau d'erreur permet de diviser le temps de calcul et le nombre de facteur de forme évalués par 100.

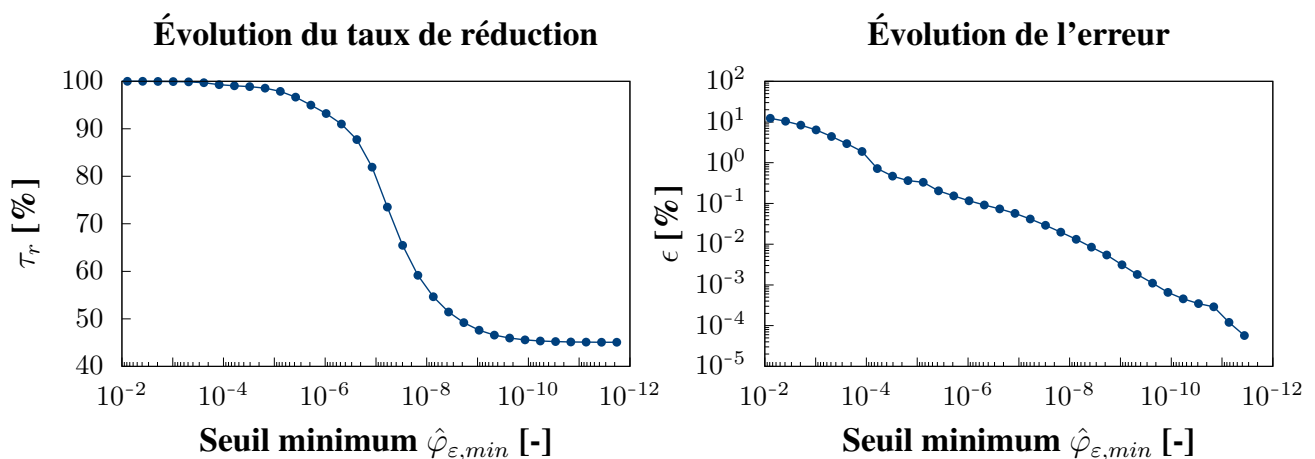


Figure 4: Évolution du taux de réduction (à gauche) et de l'erreur (à droite) en fonction du seuil minimum utilisé. Le problème est adimensionné par l'écart maximal d'émissance $M_{max} - M_{min}$.

3. $n_{F,mc} = n(n-1)/2$, c'est-à-dire la moitié de la matrice moins sa diagonale en exploitant la réciprocité du facteur de forme $A_i F_{ij} = A_j F_{ji}$ et le fait qu'un élément plan ne se voit pas lui-même.

4. Calcul effectué par un processeur Intel® Core™ i5-5200U de 2,02 GHz.

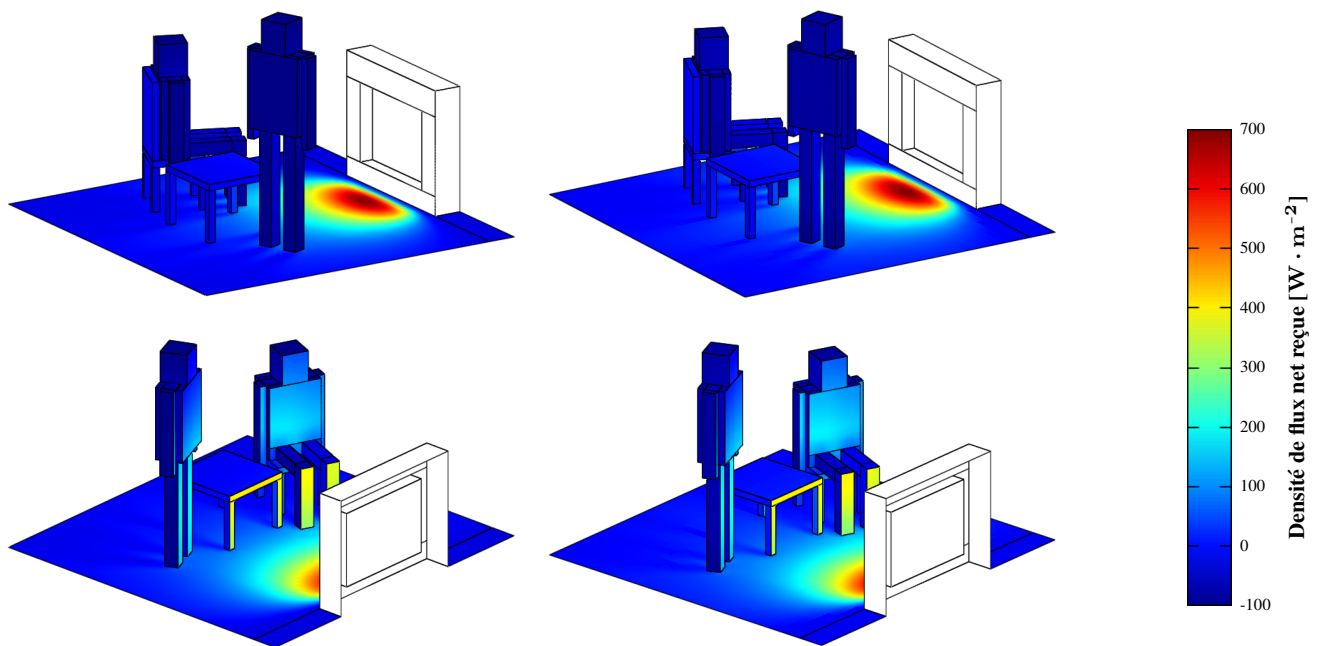


Figure 5: Profil de densité de flux net reçue dans un salon meublé, avec un seuil minimum de $\hat{\varphi}_{\varepsilon, \min} = 0$ (à gauche) et de $\hat{\varphi}_{\varepsilon, \min} = 1/2^{13} \approx 10^{-4}$ (à droite). La solution de droite a demandé 100 fois moins de ressources pour un écart de seulement 1,88 %.

4. Conclusion

Nous avons présenté la méthode hiérarchique des radiosités dans un contexte de simulation thermique dans l'habitat. Pour cela nous avons introduit un nouvel estimateur des échanges, le flux net. Nous avons montré que cette technique permet de réduire considérablement la complexité algorithmique du calcul des transferts radiatifs, notamment en présence d'obstructions.

L'exemple que nous avons étudié nous a montré que même sans exploiter le seuillage des échanges, il était possible de réduire amplement le problème et d'accéder à une solution exacte⁵ sans cela inaccessible. L'utilisation d'un seuil permet d'obtenir rapidement une solution fidèle moyennant l'acceptation d'une erreur.

Références

- [1] M. F. Modest, *Radiative heat transfer*, Academic press, 2013.
- [2] M. F. Cohen, J. R. Wallace : *Radiosity and realistic image synthesis*. Elsevier, 1993.
- [3] P. Hanrahan, D. Salzman et L. Aupperle : A rapid hierarchical radiosity algorithm. *ACM SIGGRAPH Computer Graphics*, 25(4) :197–206, Juillet 1991.
- [4] M. Le Bohec, *Contribution du rayonnement au confort thermique et aux économies d'énergie dans l'habitat*, Thèse de Doctorat, ISAE-ENSMA, Poitiers, Décembre 2017, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01699156>.

Remerciements

Les auteurs remercient le Groupe Atlantic et l'ANRT pour le financement de ces recherches.

5. Correspondant à la solution de référence.

Etude énergétique d'un échangeur air-sol sous l'influence de différents types de sols d'enrobage et de sa teneur en eau

Mathias Cuny^{1,3}, Jian Lin^{1*}, Monica Siroux², Christophe FOND¹

¹ICube UMR7357, IUT Robert Schuman, 72 Route du Rhin, 67411 Illkirch-Graffenstaden, France

²ICube UMR 7357, INSA de Strasbourg, 24 Boulevard de la Victoire, 67084 Strasbourg, France

³IUSTI UMR 7343, Aix Marseille Université, 13453 Marseille, France

* (auteur correspondant : jlin@unistra.fr)

Résumé - Les échangeurs air-sol (EAS) sont utilisés pour préchauffer ou rafraîchir l'air insufflé dans les bâtiments. Ils sont généralement installés à très faible profondeur (< 2 m). Le dimensionnement de ces systèmes dépend essentiellement des conditions climatiques (température extérieure, ensoleillement, ...) et des conditions environnementales (type et teneur en eau du sol).

Une étude énergétique est entreprise pour quantifier l'impact du type de sol d'enrobage et de sa teneur en eau sur les performances énergétiques d'un EAS. Un nouveau modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis est proposé. Ce modèle décompose le sol en plusieurs couches (terre végétale, remblai, sol d'enrobage et lit de pose) en les caractérisant par des propriétés thermo-physiques moyennés sur la période de simulation. Le modèle est en bon accord avec les mesures de l'EAS expérimental situé à l'Université de Strasbourg. Cet EAS possède la particularité d'être composé de trois différents sols d'enrobage (du sable, un mélange sable-bentonite et de la terre in-situ).

Ensuite, à partir du modèle numérique précédent, six EAS sont modélisés en respectant les caractéristiques de l'EAS expérimental. En outre, chaque modélisation comprend un unique sol d'enrobage sur toute sa longueur conditionné à une teneur en eau constante. Les résultats obtenus montrent que le type de sol d'enrobage ainsi que sa teneur en eau influencent les performances énergétiques d'un EAS. Ces dernières augmentent de 17.4 % pour un EAS composé du mélange sable-bentonite à une teneur en eau maximale comparé aux performances avec un sol d'enrobage composé de sable à une teneur en eau minimale.

Mots-clés : échangeur air-sol, géothermie, modèle numérique, sol d'enrobage.

Nomenclature

C_p	Capacité thermique volumique, $J \cdot K^{-1} \cdot m^{-3}$	<i>Indices et exposants</i>	
EAS	Echangeur air-sol	<i>surf</i>	surface
E	Energie, Wh	g	gauche
r	Rayon, m	d	droite
T	Température, $^{\circ}C$	<i>int</i>	intérieur
t	Temps, s	<i>ext</i>	extérieur
v	Vitesse du fluide, $m \cdot s^{-1}$	<i>raf</i>	rafraîchissement
<i>Symboles grecs</i>		<i>ch</i>	chauffe
λ	Conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	<i>min</i>	minimale
Φ	Flux thermique, W	<i>max</i>	maximale
ω	Teneur en eau, $kg \cdot kg^{-1}$		

1. Introduction

Le principe de fonctionnement d'un échangeur air-sol (EAS) est relativement simple. Il se compose d'un simple tuyau enterré dans le sol. L'air circule à travers le tuyau et interagit avec sa paroi à une température proche de celle du sol. En hiver, la température du sol réchauffe la température de l'air à l'intérieur du tuyau. En été, le phénomène inverse se produit et il est nommé rafraîchissement. Il est principalement utilisé dans deux secteurs: les bâtiments et les serres agricoles car ils permettent des économies d'énergie importantes [1]. Cependant, les performances énergétiques des EAS sont influencées essentiellement par les conditions climatiques et géographiques [2]. En outre, l'interaction atmosphère-sol (température de l'air, pression atmosphérique, vitesse du vent, rayonnement solaire, couverture nuageuse et précipitation des précipitations) joue un rôle important dans l'estimation de ses performances énergétiques [3]. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'interaction atmosphère-sol si l'on souhaite estimer correctement les transferts de chaleur dans le sol. Par ailleurs, la variation de la conductivité thermique du sol et sa teneur en eau jouent un rôle important sur ses performances énergétiques [4]. L'augmentation de la teneur en eau conduit à un échange thermique accru [5]. Par exemple, un échangeur eau-sol extrait 20 Wh.m^{-1} de chaleur dans un sol pour une teneur en eau de 22 kg.kg^{-1} . Si cette dernière augmente à 30 kg.kg^{-1} , l'énergie extraite par l'échangeur augmente de 10 kg.kg^{-1} [6]. Cependant, si la teneur en eau dépasse de 50 % la capacité d'absorption du sol, alors son influence est très faible [7]. Dans ce contexte, il semble intéressant d'étudier numériquement ces deux paramètres (type de sol et teneur en eau) afin de maximiser les performances énergétiques d'un système EAS.

Les modèles numériques des EAS deviennent de plus en plus complexes et peuvent être classés en trois catégories : une dimension (1D), en deux dimensions (2D) et en trois dimensions (3D). Les modèles numériques 1D sont utilisés pour relier les températures d'entrée et de sortie de l'EAS entre elles [8]. Ces modèles ne tiennent pas compte de la variation de la température du sol engendrée par la présence de tuyaux d'un EAS. Depuis le début des années 2000, des modèles 2D sont proposés. Ils simulent un champ de température du sol 2D sur la coupe verticale d'un EAS et, par conséquent, l'interaction thermique entre l'échangeur et le sol environnant [9-10-11]. Ces dernières années, plusieurs modèles 3D ont vu le jour et ils prennent en compte la géométrie des tuyaux de l'EAS [12-13]. Cependant, tous ces modèles analytiques et numériques considèrent un sol uniforme et des propriétés thermiques identiques autour de l'EAS. En réalité, les tuyaux de l'EAS sont généralement placés sur une mince couche de sable fin pour garantir une pente des tuyaux et enfouis dans un sol d'enrobage qui est différent du sol de remblai présent sur place.

Dans cet article, un modèle numérique d'EAS est présenté. Ce modèle prend en compte l'hétérogénéité du sol dans lequel est enfoui l'échangeur. Ce modèle est développé à partir d'un modèle numérique 2D par la méthode des éléments finis étendu dans la troisième direction par un algorithme de couplage. Ce modèle a été validé avec les données expérimentales de l'EAS située sur la plateforme géothermique de l'Université de Strasbourg. Ensuite, une configuration typique d'un EAS est modélisée avec trois différents types de sol d'enrobage différents pour deux teneurs en eau. Des comparaisons entre les différents résultats de modélisation sont effectuées pour étudier les performances énergétiques du système EAS sous l'influence du type de sol d'enrobage et de sa teneur en eau.

1.1. Présentation de la plateforme géothermique expérimentale

Au sein de l'I.U.T. Robert Schuman (Université de Strasbourg), une plateforme géothermique dispose d'un EAS avec différents types de sols d'enrobage, voir la Figure 1 : du sable 0-2 mm, un mélange entre du sable 0-2 mm et de la bentonite (3 %) et du sol in-situ.

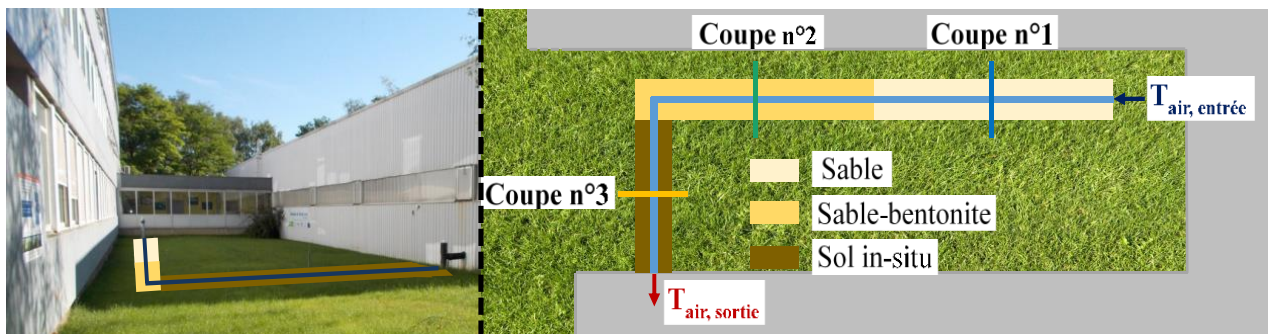


Figure 1 : à gauche, emplacement de l'EAS et à droite, vu de dessus avec les différents types de sols d'enrobage

Chaque tronçon dispose de mesures de températures sur un plan vertical (de la coupe n°1 à n°3 sur la Figure 1) avec la présence de six capteurs de température (PT100) situés conformément à l'emplacement des croix vertes sur la Figure 2. La numérotation des capteurs est dans l'ordre croissant par rapport à son éloignement au centre du tuyau de l'échangeur. Le long de l'échangeur, la température de l'air circulant à l'intérieur du tuyau est mesurée à cinq positions différentes: à l'entrée de l'EAS, aux coupes 1 à 3 et à la sortie. La vitesse de l'air est contrôlée par un ventilateur à la sortie de l'échangeur; ce ventilateur permet de maintenir la vitesse de l'air constante durant l'enregistrement des mesures. L'enregistrement des données est effectué toutes les 20 minutes par une centrale d'acquisition Keithley. Enfin, la teneur en eau du sol d'enrobage et le lit de pose est mesurée aux coupes 1 à 3 avec une sonde située à la limite entre ces deux sols, voir la Figure 2.

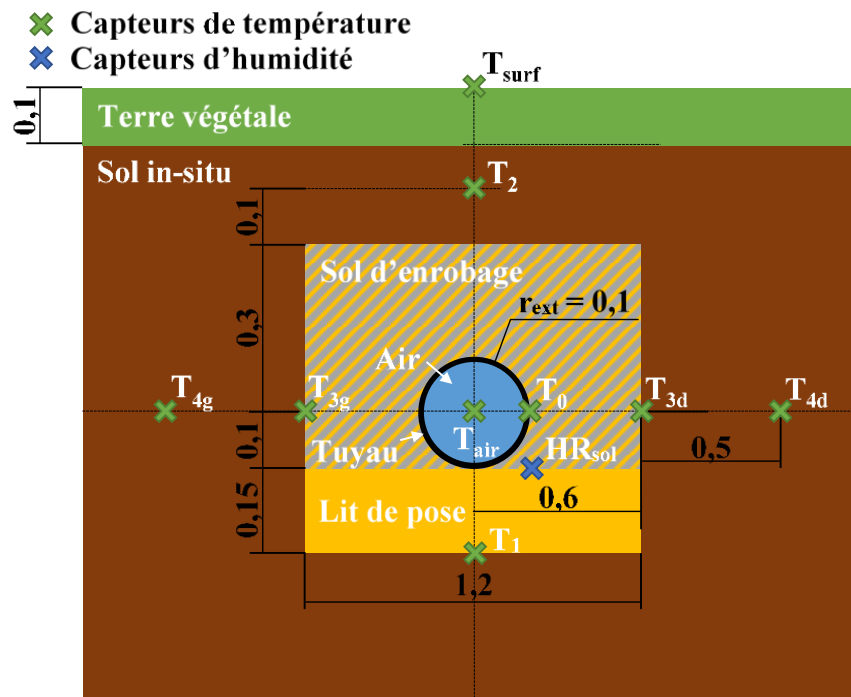


Figure 2 : Instrumentation d'une coupe verticale. Toutes les dimensions sont en mètre.

2. Modélisation du système EAS

Le modèle numérique utilisé est celui présenté dans l'article [14]. Dans cette section, nous rappelons le modèle physique 2D avec ses conditions aux limites ainsi que la discrétisation spatiale. Si le lecteur souhaite connaître en détails la résolution numérique du modèle et sa validation avec les données de la plateforme expérimentale, nous l'invitons à lire cet article [14]. La Figure 3 montre un schéma de la coupe verticale de l'EAS dans laquelle plusieurs types de sol sont introduits:

- la terre végétale: représente le sol à la surface;
- le sol in-situ: c'est le sol naturel (de remblai) présent sur le site;
- le sol d'enrobage: c'est le sol entourant l'échangeur sur toute sa longueur;
- le lit de pose: couche mince de sable pour stabiliser le tuyau de l'échangeur.

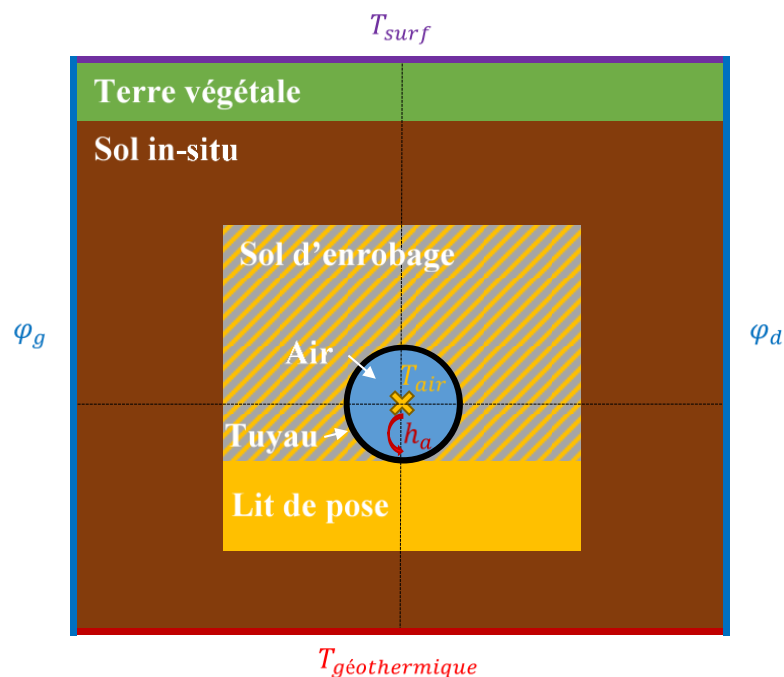


Figure 3 : Schéma du système étudié et de ses conditions aux limites

Le champ de température 2D dans la coupe verticale est obtenu en résolvant l'équation de la chaleur en utilisant la méthode des éléments finis en utilisant le logiciel français d'éléments finis Code_Aster®. Le maillage de la section transversale est constitué d'éléments triangulaires à trois nœuds et est affiné autour du tuyau pour améliorer la précision du calcul, voir la Figure 4. A l'inverse, la taille des éléments devient plus grande au bas du maillage pour gagner du temps de calcul. Les conditions aux limites sont les suivantes:

- T_{surf} : la température à la surface du sol est imposée sur la limite supérieure;
- T_{air} : la température de l'air est imposée à l'entrée de l'EAS et issue des mesures expérimentales;
- $T_{g\acute{e}othermique}$: la température géothermique (constante dans le temps) est imposée comme condition à limite inférieure;
- φ_g et φ_d : aux conditions aux limites latérales le flux thermique est supposé nul;

Le transfert de chaleur par convection entre le tuyau et l'air est régi par un coefficient de convection constant. Le champ de température initial est obtenu par un calcul stationnaire avec les valeurs des conditions initiales. En ce qui concerne les critères numériques, le système linéaire donnant l'incrément des températures nodales est obtenu à partir d'un schéma d'Euler-implicite avec un incrément de temps correspondant à l'intervalle entre les mesures (qui est de 20 minutes).

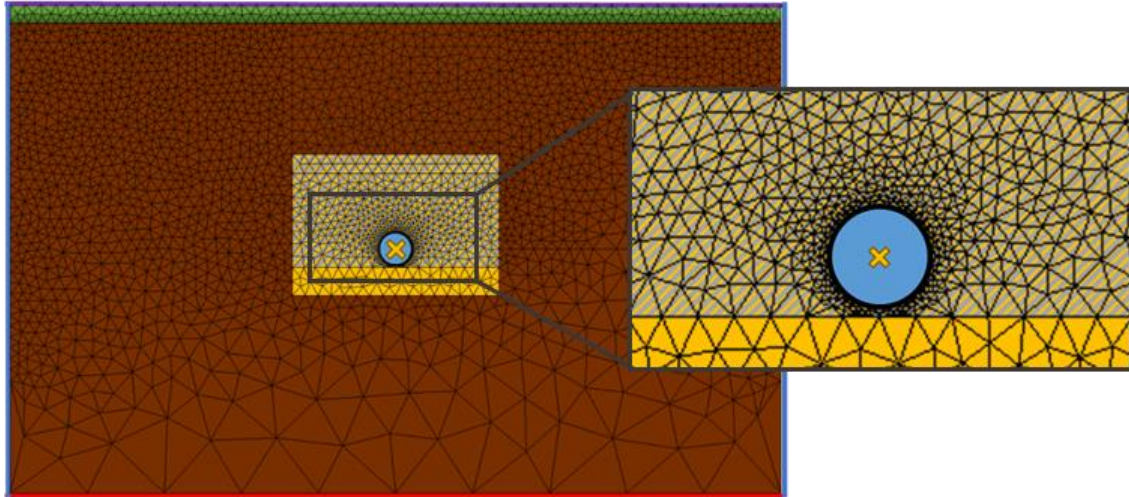


Figure 4 : Discretisation spatiale du modèle numérique avec un sol hétérogène

3. Etude énergétique de l'impact de différents types de sols d'enrobage et de sa teneur en eau

L'EAS est modélisé selon 6 différentes configurations avec trois types de sols pour le sol d'enrobage à deux teneurs en eau extrêmes mesurées sur la plateforme géothermique en 2014. Chaque cas est simulé avec le modèle numérique présenté précédemment pour le mois de janvier et le mois de juillet 2014. Les caractéristiques de l'échangeur sont: une profondeur d'enfouissement de 75 cm; une longueur du système de 30 m; et une vitesse d'air de 4.0 m.s^{-1} .

Les types de sols étudiés correspondent aux différents types de sols présents sur la plateforme avec leurs teneurs en eau extrêmes respectives mesurées sur la période de 2014. Leurs propriétés thermiques sont présentées dans le Tableau 1. Les valeurs des propriétés thermo-physiques sont issues de mesures en laboratoire avec l'appareil *KD2Pro*. Une première observation est une teneur en eau stable et élevée pour le sol sable-bentonite qui permettrait hypothétiquement d'améliorer le transfert de la chaleur dans le sol.

Type de sol	$\omega \text{ [kg.kg}^{-1}\text{]}$		$\lambda \text{ [W.m}^{-1}.K^{-1}\text{]}$	$C \text{ [MJ.K}^{-1}.m^{-3}\text{]}$
Sable	ω_{min}	5.63	0.80	1.44
	ω_{max}	17.0	1.49	1.84
Sable-bentonite	ω_{min}	18.4	1.38	2.05
	ω_{max}	19.5	1.43	2.11
Sol in-situ	ω_{min}	8.4	0.95	1.36
	ω_{max}	16.6	1.45	1.68

Tableau 1 : Propriétés thermiques du sol d'enrobage en fonction de différentes teneurs en eau. Ces dernières correspondent aux valeurs minimales et maximales observées sur l'EAS expérimental pour l'année 2014

Les performances énergétiques de l'EAS sont évaluées en utilisant la relation suivante:

$$E = \int \phi(t). dt \quad (1)$$

Où $\Phi(t)$ est la puissance de l'échangeur pour chaque instant t. Cette dernière est obtenue par:

$$\phi(t) = v_{air} \times \pi \cdot r_{int}^2 \times C_{p,air} \times [T_{air,entrées}(t) - T_{air,sortie}(t)] \quad (2)$$

Où v_{air} est la vitesse de l'air, r_{int} représente le rayon intérieur du tuyau de l'échangeur, $C_{p,air}$ représente la capacité thermique volumique de l'air, $T_{air,entrée}$ représente la température de l'air en entrée de l'EAS et $T_{air,sortie}$ représente la température de l'air en sortie.

Si $E > 0$ (respectivement $E < 0$) l'énergie est qualifiée d'énergie de chauffe E_{ch} (respectivement énergie de rafraîchissement E_{ra}). Le Tableau 2 récapitule les résultats numériques avec en janvier l'énergie de chauffe et en juillet l'énergie de rafraîchissement.

Type de sol	Energie de chauffe [kWh]			Energie de rafraichissement [kWh]		
	ω_{min}	ω_{max}	Écart [%]	ω_{min}	ω_{max}	Écart [%]
Sable	60.5	71.9	15.9	46.9	54.2	13.6
Sable-bentonite	73.2	74.0	1.2	54.8	55.3	0.8
Sol in-situ	65.3	72.7	10.2	49.3	54.2	9.1
Écart max [%]	17.4	2.9		14.6	1.9	

Tableau 2 : Résultats numériques des performances énergétiques de l'EAS

Les résultats numériques sont présentés dans le Tableau 2 et ils sont analysés soit par ligne (même type de sol) soit par colonne.

Pour un type de sol donné, la teneur en eau influence l'énergie échangée pour les deux périodes de simulation. Pour le sable, la différence d'énergie échangée est de 15.9 % en janvier et de 13.6 % en juillet. Pour le sol in-situ, il est de 10.2 % en janvier et de 9.1 % en juillet. Pour le sable-bentonite, il est de 1.2 % en janvier et de 0.8 % en juillet. Pour conclure, la teneur en eau du sol d'enrobage a un impact significativement sur l'énergie de chauffe et de rafraîchissement.

Pour une même teneur en eau dans le sol d'enrobage, l'énergie échangée dépend de la teneur en eau du sol et du type de sol d'enrobage. Si la teneur en eau est minimale dans le sol d'enrobage, l'énergie échangée est très variable avec un écart de l'énergie échangée pouvant atteindre 17.4 % en janvier et 14.6 % en juillet. Cependant, si la teneur en eau est maximale, l'énergie récupérée est similaire avec de faibles écarts : 2.9 % pour janvier et 1.9 % pour juillet.

A partir de ces résultats, on peut conclure que les performances énergétiques d'un EAS dépendent essentiellement du type de sol d'enrobage lorsque sa teneur en eau est faible. De plus, l'ajout de bentonite dans le sable semble une bonne solution pour retenir l'eau dans le sol et par conséquent, améliorer les performances énergétiques d'un EAS.

4. Conclusion

Dans cette étude, un modèle numérique par éléments finis est proposé pour simuler le système EAS. L'hétérogénéité du sol ainsi que l'impact thermique du système sur son environnement sont pris en compte. Les résultats du modèle numérique sont en bon accord avec les mesures de l'EAS expérimental présent sur la plateforme géothermique de l'Université de Strasbourg.

L'influence du type de sol d'enrobage et de sa teneur en eau sur les performances énergétiques de l'EAS est étudiée en modélisant un système EAS et en considérant trois types de sols d'enrobage pour deux teneurs en eau. L'influence de la teneur en eau est significative pour un sol d'enrobage quelque conque. Cependant, un mélange sable et bentonite peut réduire la variation de la teneur en eau du sol et maintenir une performance énergétique stable et élevée durant toute l'année.

Par cette étude, nous montrons l'importance de choisir le bon type de sol d'enrobage pour un EAS. Les performances énergétiques d'un EAS dépendent essentiellement du type de sol d'enrobage lorsque sa teneur en eau est faible. Par conséquent, l'utilisation d'un sol d'enrobage avec une teneur en eau stable et élevée telle que l'utilisation d'un mélange sable-bentonite est une solution pour maximiser les performances énergétiques d'un système EAS.

Références

- [1] M. Santamouris et D. Kolokosta, « Passive cooling dissipation techniques for buildings and other structures: the state of the art », *Energy and Buildings* 57, 74-94, 2013.
- [2] Z. Li et al., « Experimental study of a ground sink direct cooling system in cold areas », *Energy and Buildings* 41, 1233–1237, 2009.
- [3] G. Gan, « Simulation of dynamic interactions of the earth–air heat exchanger with soil and atmosphere for preheating of ventilation air », *Applied Energy* 158, 118–132, 2015.
- [4] E. Di Sipio and D. Bertermann, « factors influencing the Thermal Efficiency of Horizontal Ground Heat Exchangers », *Energies* 10, 2017.
- [5] G. Go et al., « A new performance evaluation algorithm for horizontal GCHPs (ground coupled heat pump systems) that considers rainfall infiltration », *Energy* 83, 766–777, 2015.
- [6] G. Gan, « Dynamic thermal simulation of horizontal ground heat exchangers for renewable heating and ventilation of buildings », *Renewable Energy* 103, 361–371, 2017.
- [7] W.H Leong et al., « Effect of soil type and moisture content on ground heat pump performance », *International Journal of Refrigeration* 21, 595–606, 1998.
- [8] V.P. Kabashnikov et al., « Analytical and numerical investigation of the characteristics of a soil heat exchanger for ventilation systems », *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45, 2407-2418, 2002.
- [9] P. Tittlein et al., « Modelling earth-to-air heat exchanger behaviour with the convolutive response factors method », *Applied Energy* 86, 1683-1691, 2009.
- [10] P. Hollmuller, « Analytical characterization of amplitude-dampening and phase-shifting in air/soil heat-exchangers », *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 4303-4317, 2003.
- [11] S. Thiers et B. Peuportier, « Thermal and environmental assessment of a passive building equipped with an earth-to-air heat exchanger in France », *Solar Energy* 82, 820-831, 2008.
- [12] V. Bansal et al., « Transient effect of soil thermal conductivity and duration of operation on performance of earth air tunnel heat exchanger », *Applied Energy* 103, 1-13, 2013.

- [13] A. Mathur et al., « Transient effect of soil thermal diffusivity on performance of EATHE system », *Energy Reports* 1, 17-21, 2015.
- [14] M. Cuny et al., « Influence of coating soil types on the energy of earth-air heat exchanger », *Energy and Buildings* 158, 1000–1012, 2017.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Vincent MAGNET pour sa participation au développement du modèle numérique.

Etude numérique du potentiel énergétique et des performances d'un système de micro-cogénération solaire intégré à un bâtiment résidentiel

Simon Martinez^{1*}, Ghislain Michaux¹, Patrick Salagnac¹, Jean-Luc Faure²

¹Laboratoire des sciences de l'ingénieur pour l'environnement, UMR-CNRS 7356, Université de La Rochelle, av. Michel Crépeau – 17 042 La Rochelle Cedex 1

²Département de Génie Civil, Faculté des Sciences et Technologies, Université de La Rochelle, av. Michel Crépeau – 17 042 La Rochelle Cedex 1

* (auteur correspondant : simon.martinez@univ-lr.fr)

Résumé – Cet article traite de l'intégration à un bâtiment résidentiel d'une unité de micro-cogénération solaire produisant des puissances thermique et électrique de 15 et 1,2 kW respectivement. La boucle primaire du micro-cogénérateur est composée d'un capteur cylindro-parabolique de 46,5 m² et d'un appoint de chaleur assurant la fonction d'évaporateur d'un cycle de Hirn. Côté condenseur, la chaleur fatale est récupérée et stockée. Pour un bâtiment résidentiel possédant un ballon de stockage de chaleur de 2 m³, la production d'énergie thermique de l'installation apparaît surdimensionnée. Ainsi, une étude paramétrique sur les besoins de chaleur et le volume de stockage thermique du ballon a été conduite et montre l'existence d'un optimum de fonctionnement de l'installation.

Nomenclature

a_i, b_i	coefficients de corrélation	<i>Indices et exposants</i>	
C	capacité calorifique, J.K ⁻¹	<i>adm</i>	admission
FF	facteur de remplissage	<i>bât</i>	bâtiment
h	enthalpie massique, kJ.kg ⁻¹	<i>ech</i>	échangeur
I	irradiance directe normale W.m ⁻²	<i>él</i>	électrique
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹	<i>ext</i>	extérieur
N	vitesse de rotation, tr.min ⁻¹	<i>exp</i>	expérimental
r_p	ratio de pression	<i>in</i>	entrée
S	surface, m ²	<i>is</i>	isentropique
T	température, °C	<i>out</i>	sortie
V	volume, m ³	<i>sat</i>	saturation
W	puissance mécanique, W	<i>sol</i>	solaire
<i>Symboles grecs</i>		<i>th</i>	thermique
ρ	masse volumique, kg.m ⁻³		
η	rendement		

1. Introduction

La micro-cogénération est un moyen de production décentralisée de deux formes d'énergies (généralement de l'électricité et de la chaleur) à partir d'une unique source d'énergie primaire pour des puissances électriques modérées (inférieures à 50 kW_{él}) [1] [2] [3]. Contrairement à une production d'énergie centralisée, la micro-cogénération permet de valoriser la chaleur fatale et ainsi de réduire la consommation d'énergie primaire et les émissions de gaz à effet de serre associées. Cette technologie s'avère intéressante dans le contexte européen actuel d'intégration des énergies renouvelables au mix énergétique, de réduction des émissions de gaz à effet de serre et d'augmentation de l'efficacité énergétique

du parc (« Climate Energy Package » [4]). Notons que les unités de cogénération fonctionnant avec des énergies renouvelables sont actuellement très étudiées [5], englobant des technologies variées (photovoltaïque hybride, pile à combustible, microcentrale solaire...).

La problématique de l'intégration de micro-cogénérateurs à des bâtiments est peu abordée dans la littérature scientifique. On peut néanmoins citer l'article de Campos-Celador *et al.* [6] qui ont réalisé une étude technico-économique de l'intégration d'un micro-cogénérateur SenerTech's DACH à une chaufferie de 160 kW afin d'alimenter un ensemble de bâtiments résidentiels. Les besoins de chaleur de ces derniers ont été déterminés à partir d'une simulation thermique dynamique annuelle réalisée avec le logiciel Trnsys©. Une autre étude proposée par Lebbe et Darimont [7] a décrit les principaux avantages et difficultés relatives à l'intégration d'un micro-cogénérateur à une chaufferie. La nécessité d'un stockage thermique adapté, devant assurer une production continue du micro-cogénérateur, a été mise en avant.

Dans le présent article, nous considérons une unité de micro-cogénération qui convertit l'énergie solaire concentrée en électricité et en chaleur. Celle-ci résulte du couplage d'un capteur cylindro-parabolique de 46,5 m², fonctionnant en génération directe de vapeur, à un moteur à vapeur à piston monocylindre opérant selon un cycle de Hirn. Des travaux expérimentaux ont été réalisés sur cette installation [8] afin d'évaluer les performances énergétiques du champ solaire, du moteur et de l'ensemble du système.

Nous nous proposons ici d'étudier numériquement l'intégration du système, muni d'un appoint de chaleur sur sa boucle primaire, à un bâtiment résidentiel à l'aide des logiciels Trnsys© et Matlab©. La modélisation du micro-cogénérateur est décrite dans la première partie et le choix des modèles pour chaque élément de l'installation est discuté. Nous présentons ensuite la méthode de couplage employée, et les outils de modélisation associés, dans le but de simuler le fonctionnement du micro-cogénérateur intégré au bâtiment. Dans une dernière partie, les résultats de simulations numériques sont analysés puis discutés, notamment en termes de besoins de chaleur et de volume de stockage thermique via une étude paramétrique. Cette étude nous permet de proposer une stratégie d'utilisation optimale de l'installation.

2. Modélisation du micro-cogénérateur

Afin d'obtenir la continuité de la production en électricité et en chaleur, nous proposons de considérer que le micro-cogénérateur est couplé à une chaudière de 30 kW en sortie de champ solaire. Cet ajout permet d'assurer la production de vapeur et donc d'alimenter le moteur, quelles que soient les conditions d'ensoleillement (Figure 1).

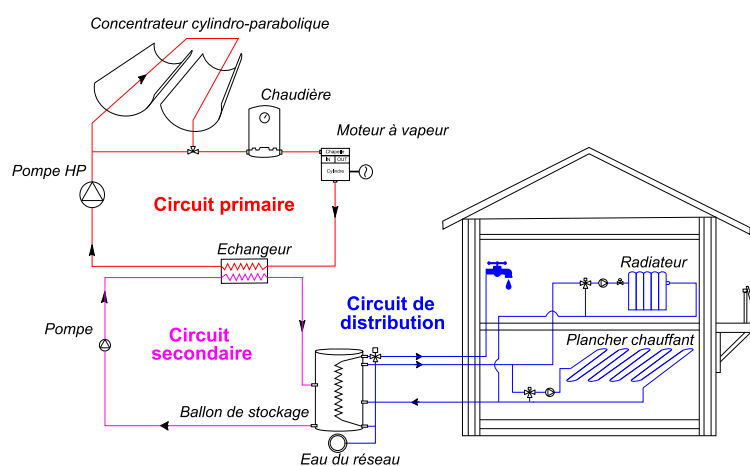


Figure 1 : Principe de fonctionnement de l'unité de micro-cogénération considérée

Le micro-cogénérateur produit de l'électricité, qui peut être autoconsommée ou injectée sur le réseau, et de la chaleur qui est stockée dans un ballon d'eau chaude et qui doit répondre aux besoins de chauffage et d'ECS (eau chaude sanitaire) du bâtiment. Afin d'étudier numériquement le potentiel d'intégration du système considéré à un bâtiment, les différents éléments le constituant ont été préalablement modélisés.

2.1. Modélisation du capteur cylindro-parabolique

Différents essais de caractérisation ont conduit à l'établissement d'une loi polynomiale pour le rendement du capteur cylindro-parabolique, défini comme le rapport de l'énergie thermique transmise au fluide sur l'énergie totale arrivant sur la surface des miroirs :

$$\eta_{sol} = \frac{P_{th,sol}}{P_{tot,sol}} = \frac{\dot{m}(h_{out,sol} - h_{in,sol})}{S_{sol}I} = 0,60 - 0,81 \left(\frac{\left(\frac{T_{sat} + T_{in,sol}}{2} \right) - T_{ext}}{I} \right) \quad (1)$$

L'utilisation de cette forme polynomiale du rendement est habituelle pour la caractérisation des performances de systèmes solaires thermiques. Notons qu'une modélisation plus fine de la génération directe de vapeur est possible [9], mais que l'utilisation de modèles plus complexes est difficilement compatible avec une simulation thermique dynamique annuelle de l'ensemble bâtiment et micro-cogénérateur.

2.2. Modélisation du moteur à vapeur

Le modèle utilisé repose également sur des lois empiriques, établies pour le facteur de remplissage et le rendement isentropique du moteur. Ceux-ci s'expriment en fonction du ratio de pression, de la masse volumique à l'admission et de la vitesse de rotation du moteur [10] :

$$FF = b_0 + b_1 \ln(r_p) + b_2 \rho_{su} + b_3 \ln(N) \quad (2)$$

$$\eta_{exp} = a_0 + a_1 \ln(r_p) + a_2 \rho_{su} + a_3 N \quad (3)$$

Les coefficients a_i et b_i ont été déterminés à partir d'une série d'essais réalisés sur un banc d'essai où le moteur était alimenté par une chaudière à gaz. Finalement, la définition du facteur de remplissage permet de déterminer le débit admis par le moteur, l'expression du rendement permet de calculer donc la production électrique du moteur :

$$FF = \frac{\dot{m}_{adm}}{\rho_{in} \dot{V}_{balayé}} = \frac{\dot{m}_{adm}}{\rho_{in} \left(\frac{N}{60} \right) V_{balayé}} \quad (4)$$

$$\eta_{exp} = \frac{W_{el}}{\dot{m}_{admis} (h_{in} - h_{out,is})} \quad (5)$$

2.3. Modélisation de l'échangeur de chaleur

Les échanges de chaleur entre les boucles primaire et secondaire sont modélisés en considérant un bilan d'énergie en régime permanent et en supposant un rendement d'échanges thermiques constant. Ainsi :

$$\begin{aligned}
 P_{primaire} &= \dot{m}(h_{in,primaire} - h_{out,primaire}) \\
 &= \frac{P_{secondaire}}{\varepsilon_{éch}} = \frac{\dot{m}_{secondaire} C_p (T_{out,secondaire} - T_{in,secondaire})}{\varepsilon_{éch}}
 \end{aligned} \quad (6)$$

où $\varepsilon_{éch}$ est l'efficacité de l'échangeur, supposée constante et évaluée expérimentalement à 80 %. Ce choix de modélisation simplifiée résulte de la complexité du skid hydraulique qui est composé de nombreux éléments (vannes, bache à eau, condenseur, échangeur à plaques). Un bilan d'énergie permet de calculer la quantité de chaleur cédée par le fluide côté boucle primaire. L'efficacité de l'échangeur définie comme le ratio de la quantité de chaleur récupérée côté circuit secondaire sur la quantité de chaleur cédée du côté du circuit primaire a donc été évaluée empiriquement.

2.4. Autres modèles utilisés

Les autres modèles utilisés proviennent de la librairie Tess© de Trnsys, notamment le Type 534 pour le ballon d'eau chaude (ballon stratifié) et le Type 638 pour la chaudière. Pour ce dernier modèle, les données d'entrée sont le rendement global et l'enthalpie de consigne en sortie.

3. Couplage du micro-cogénérateur au bâtiment

Le bâtiment considéré est l'une des maisons situées sur la plateforme INCAS du site de l'INES à Chambéry. Le climat considéré est celui de La Rochelle. Le bâtiment possède un étage pour une surface hors d'œuvre nette de 97,5 m². Il est composé au rez-de-chaussée d'un salon et d'une cuisine tous deux chauffés, et d'une buanderie non chauffée. Trois chambres ainsi qu'une salle de bain sont situées à l'étage et constituent également des zones chauffées. La chaleur fournie par le micro-cogénérateur doit permettre de répondre aux besoins thermiques du bâtiment en termes de production d'ECS et de chauffage au cours de la période de chauffe (d'avril à octobre).

Le fonctionnement du micro-cogénérateur est soumis à deux contraintes : la température du ballon de stockage doit être inférieure à 85 °C et l'installation peut fonctionner sur une plage horaire limitée, fixée ici entre 8h et 18h afin de garantir le fonctionnement de l'installation en période d'ensoleillement. En dehors de cette période, l'installation ne fonctionne pas et les puisages s'effectuent directement dans le ballon de stockage de 2 m³.

Concernant le chauffage, les émetteurs de chaleur sont des radiateurs et un plancher chauffant situé au rez-de-chaussée. Les températures de départ des différents réseaux sont dépendantes de la température extérieure et sont déterminées par des lois d'eau. Les températures de consigne dans les pièces chauffées sont les suivantes : 20 °C en période d'occupation, 18 °C lorsque le bâtiment est inoccupé en journée et 16 °C la nuit. Les besoins de chauffage sont issus de la simulation thermique dynamique du bâtiment, réalisée pour une année complète à l'aide de Trnsys. Le dimensionnement des émetteurs en fonction de besoins en chauffage de chaque zone thermique ainsi que la définition des régimes d'eau suivants : 55/40 °C pour le réseau de radiateur et 35/28 °C pour le réseau de plancher chauffant permet de déterminer le débit dans chaque réseau.

Les besoins d'ECS et d'électricité sont extraits d'un modèle stochastique [9] pour une famille de 4 personnes. L'enjeu du couplage du micro-cogénérateur au bâtiment est d'étudier la dynamique de l'installation, notamment celle du ballon de stockage, fortement influencée par les températures de retour et les puisages des réseaux de chaleur. En effet, il apparaît que

la gestion du stockage de la chaleur est un élément clé dans l'optimisation de l'usage de l'installation.

3.1. Analyse des résultats pour une semaine hivernale

Pour une semaine en période de chauffage, les conditions extérieures (Figure 2a) et les puissances générées par le micro-cogénérateur (Figure 2b) sont représentées. Pour la semaine considérée, 4 journées sont ensoleillées et 3 journées sont nuageuses. Nous obtenons ainsi des comportements différents du micro-cogénérateur.

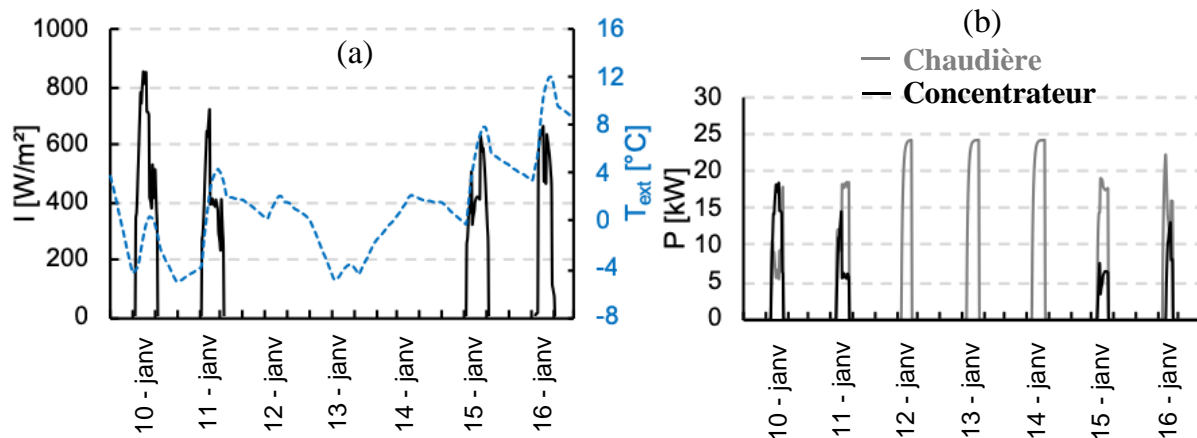


Figure 2 : (a) Evolution hebdomadaire de l'irradiance directe normale et de la température extérieure, (b) Puissances thermiques hebdomadaires produites par la chaudière et le concentrateur au circuit primaire

Afin d'optimiser l'utilisation de l'installation, les grandeurs pertinentes à observer sont :

- L'évolution de la température du ballon de stockage. Il s'agit donc d'une condition de fonctionnement de l'installation, car lorsque ce dernier est rempli, l'installation est arrêtée ;
- L'évolution de la température de puisage d'eau chaude sanitaire. Il s'agit de vérifier que les besoins des occupants sont satisfaits ;
- L'évolution des températures aux bornes des réseaux de chauffage et du plancher chauffant afin de vérifier la pertinence des valeurs de température de retour compte tenu du dimensionnement réalisé.

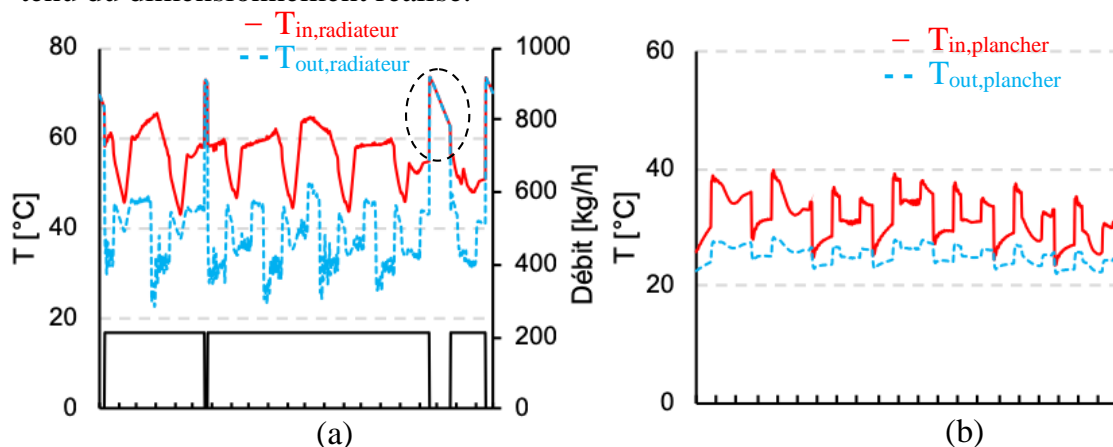


Figure 3 : Profils hebdomadaires des puisages pour (a) le réseau des radiateurs, (b) le réseau du plancher chauffant

Les caractéristiques de fonctionnement des différents réseaux d'alimentation des radiateurs et du plancher chauffant (températures et débits) sont représentées par la *Figure 3*. Ainsi, à chaque début de journée, la température de départ de réseau est augmentée afin de répondre aux besoins en chauffage des zones thermiques occupées. Afin de modéliser une installation récente, les températures de départ des réseaux sont dépendantes de la température ambiante dans le bâtiment, ce qui explique que la température de départ d'un réseau dépasse ponctuellement la température imposée par le régime d'eau (portion entourée sur la *Figure 3a*). Les besoins en ECS sont considérés couverts lorsque la température est égale à 60 °C lors de puisages, ce qui est vérifié pour le cas étudié.

3.2. Bilan énergétique annuel de l'installation

La *Figure 4* présente le bilan annuel du fonctionnement de l'installation où les productions et consommations sont représentées sous forme de sommes mensuelles. En valeurs positives sont représentées les productions (ECS, chauffage et électricité) tandis que l'énergie nécessaire au fonctionnement du circuit primaire (concentrateur et chaudière) est représentée en valeurs négatives.

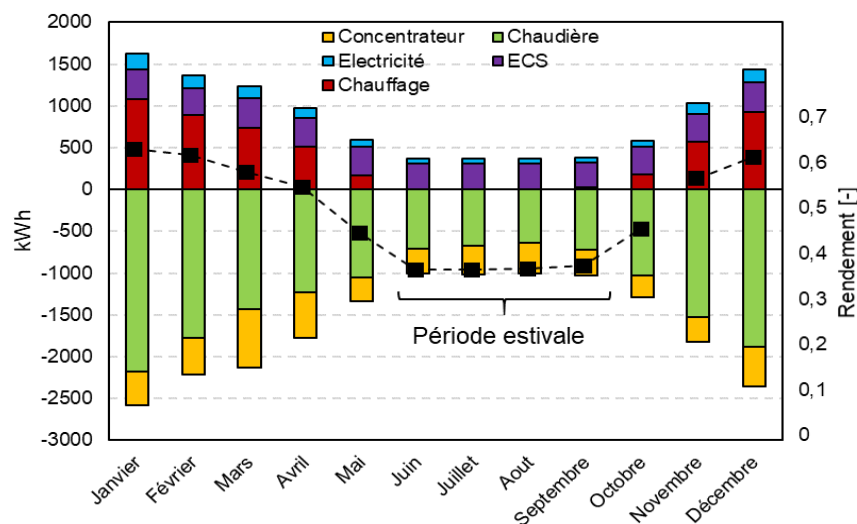


Figure 4 : Bilan énergétique annuel de l'installation

La contrainte de la programmation horaire (fonctionnement entre 8h et 18h) ainsi que la faible dimension du volume de stockage (2 m^3) comparée au potentiel de production thermique de l'installation conduisent au fait que la chaudière soit davantage sollicitée que le concentrateur. L'énergie solaire représente ainsi que 30 % de l'énergie primaire utilisée dans la boucle primaire. En effet, à la relance matinale, l'ensoleillement en hiver n'est pas suffisant et les besoins du bâtiment sont essentiellement couverts par l'appoint. On observe également que le rendement global de l'installation (rapport de la production sur la consommation) chute en été. Ceci s'explique par les faibles besoins de chaleur en été. La chaleur générée est stockée dans le ballon d'eau chaude sans être utilisée. Elle est donc majoritairement perdue à travers l'enveloppe du ballon sans être utilisée.

L'analyse de ces résultats suggère un fonctionnement de l'installation au « fil du soleil » avec production d'électricité seulement lorsque l'ensoleillement est suffisant pour limiter l'utilisation de l'appoint. Ce mode de fonctionnement semble difficilement applicable à l'installation considérée compte tenu de son inertie. En effet, l'utilisation d'un cycle thermodynamique pour la production d'électricité conduit à un temps de « mise en régime » d'environ 1h pour atteindre les conditions de température permettant le fonctionnement du moteur.

3.3. Effet de l'augmentation du volume de stockage sur les performances du système

L'étude précédente a montré les limitations de l'utilisation de l'installation pour un bâtiment résidentiel occupé par 4 personnes. En effet, la faible durée de montée en température du ballon de stockage bride le fonctionnement de l'installation et ne permet pas une récupération optimale de la ressource solaire. Des simulations supplémentaires ont donc été réalisées afin d'étudier l'effet de la taille du volume de stockage sur le fonctionnement de l'installation. Les résultats sont présentés par la Figure 5.

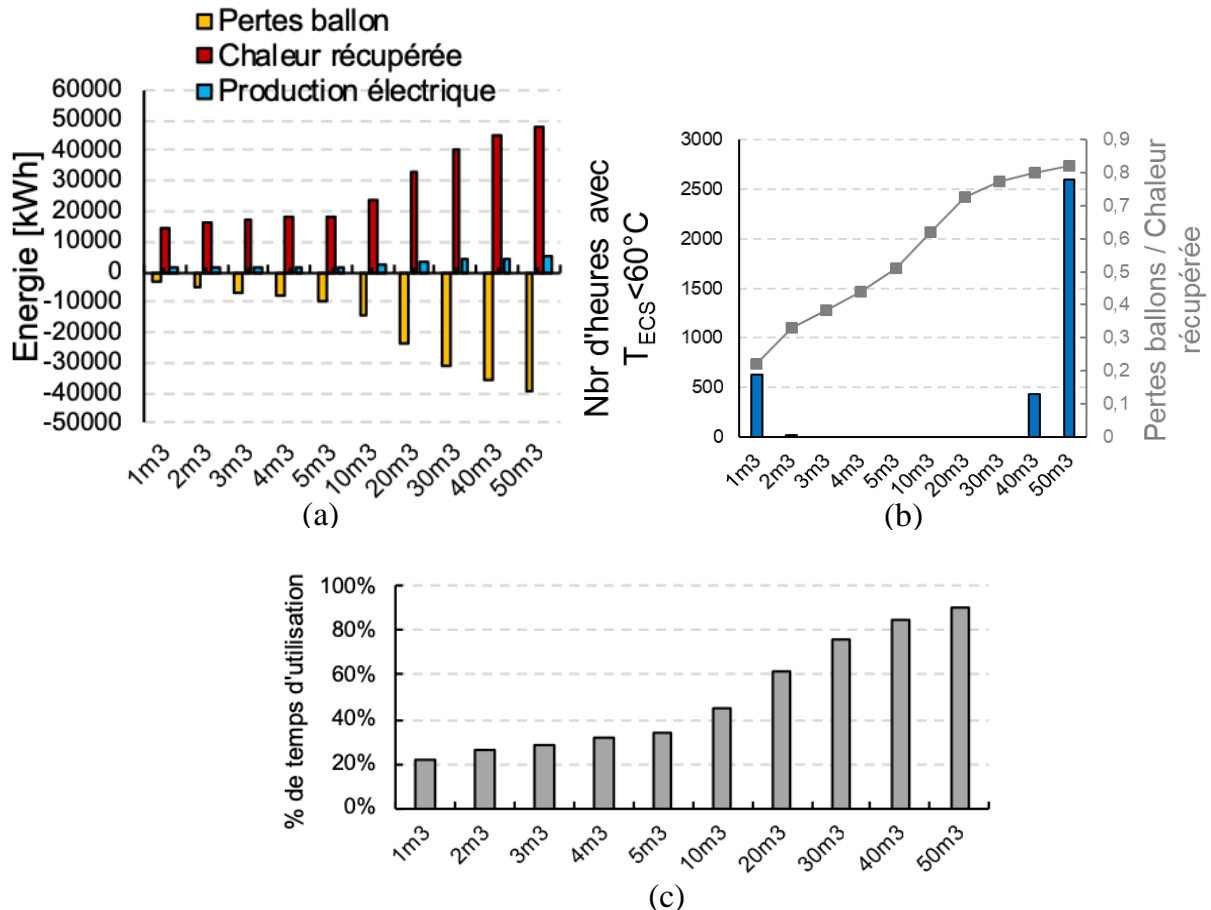


Figure 5 : Effet de l'augmentation du volume de stockage thermique : (a) Production de l'installation, (b) Couverture des besoins d'ECS et ratio pertes / chaleur récupérée, (c) Evolution du pourcentage de temps d'utilisation

On observe que l'augmentation du volume de stockage conduit à une augmentation simultanée de la production thermique, mais également des pertes (Figure 5a et Figure 5b). La Figure 5b met en évidence qu'un volume de ballon inférieur ou égal à 2 m³ ne permet pas de satisfaire les besoins d'ECS, tout comme un volume de stockage supérieur ou égal à 40 m³. La Figure 5c confirme que l'augmentation du volume de stockage permet une augmentation du temps de fonctionnement de l'installation ce qui est bénéfique du point de vue de la valorisation de l'énergie solaire.

Ces résultats conduisent donc à privilégier une solution de partage de la chaleur à l'échelle d'un quartier entre plusieurs bâtiments munis de ballons de 3 m³ de volume. En effet, ce volume de ballon permet de couvrir les besoins du bâtiment et garantit un faible pourcentage de pertes au ballon comparées à la chaleur récupérée (Figure 5b). D'un autre côté, l'utilisation de plusieurs ballons permet une augmentation du volume total de stockage et donc de l'inertie thermique de l'installation. Dans ce cas, le temps de fonctionnement de l'installation est augmenté tout comme, par conséquent, la production électrique (Figure 5a).

4. Conclusions

Nous avons proposé dans cet article une solution d'intégration d'un micro-cogénérateur à un bâtiment résidentiel. L'ajout d'un appoint de chaleur sur le circuit primaire permet de faire fonctionner l'installation quel que soit l'ensoleillement solaire, mais ceci devra être validé expérimentalement. En effet, la chaudière doit assurer la fonction d'évaporation, de surchauffe et doit pouvoir fonctionner à des niveaux de températures variables, ce qui peut entraîner des contraintes techniques. La simulation numérique montre qu'une telle installation est sous-dimensionnée du point de vue du stockage thermique pour un bâtiment résidentiel de taille moyenne (famille de 4 personnes) et pour le volume de stockage considéré. Une étude paramétrique sur le volume de stockage thermique permet de conclure qu'une utilisation optimisée de ce type d'installation peut être de partager la chaleur entre différents consommateurs dans des ballons de stockage de 3 m³ de volume. Cette utilisation permettrait d'augmenter le temps de fonctionnement de l'installation et, par conséquent, sa production électrique tout en garantissant une utilisation efficace de la chaleur.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la communauté d'agglomération de la ville de La Rochelle pour sa contribution financière au projet.

Références

- [1] Directive 2004/8/EC of the european parliament and of the council.
- [2] J.-B. Bouvenot, « Etudes expérimentales et numériques de systèmes de micro cogénération couplés aux bâtiments d'habitation et au réseau électrique », Strasbourg, 2015.
- [3] R. B. D. Rouge, « Modélisation des solutions de micro-cogénération en vue de leur intégration optimale au sein des bâtiments », Thèse de doctorat, 2018.
- [4] « 2030 climate & energy framework », *Climate Action - European Commission*, 23-nov-2016. [En ligne]. Disponible sur: https://ec.europa.eu/clima/policies/strategies/2030_en. [Consulté le: 19-sept-2018].
- [5] S. Martinez, G. Michaux, P. Salagnac, et J.-L. Bouvier, « Micro-combined heat and power systems (micro-CHP) based on renewable energy sources », *Energy Conversion and Management*, vol. 154, p. 262-285, 2017.
- [6] Á. Campos-Celador, E. Pérez-Iribarren, J. M. Sala, et L. A. del Portillo-Valdés, « Thermo-economic analysis of a micro-CHP installation in a tertiary sector building through dynamic simulation », *Energy*, vol. 45, n° 1, p. 228-236, sept. 2012.
- [7] Y. Lebbe et D. Darimont, « Réussir l'intégration de l'hydraulique et de la régulation d'une cogénération dans une chaufferie », Guide technique, 2014.
- [8] 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 », *Solar Energy*, vol. 134, p. 180-192, 2016.
- [9] M. Eck et T. Hirsch, « Dynamics and control of parabolic trough collector loops with direct steam generation », *Solar Energy*, vol. 81, n° 2, p. 268-279, 2007.
- [10] 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 », *Applied Energy*, vol. 169, n° Supplement C, p. 788-798, 2016.
- [11] E. McKenna et M. Thomson, « High-resolution stochastic integrated thermal–electrical domestic demand model », *Applied Energy*, vol. 165, p. 445-461, 2016.

Procédure expérimentale appliquée à l'identification des propriétés hygrothermiques des matériaux de construction par méthode non destructive

Fatima EL MANKIBI^{1*}, Yacine AIT OUMEZIANE¹, Valérie LEPILLER¹, Marina GASNIER², Philippe DESEVAUX¹.

¹FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort

²FEMTO-ST Institute/RECITS, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France

*(auteur correspondant : felmanki@femto-st.fr)

Résumé - Le travail présenté dans cet article vise à développer une méthode d'estimation des propriétés hygrothermiques des matériaux de construction par méthode non destructive. Une paroi en fibre de bois est soumise à des conditions variables contrôlées d'humidité relative et de température dans le but de caractériser ses propriétés hygrothermiques. La caractérisation s'effectue en utilisant une technique d'optimisation appliquée à la résolution des problèmes inverses. Les résultats obtenus sont discutés afin d'évaluer les performances de la procédure non destructive de caractérisation expérimentale mise en œuvre.

Nomenclature

A	coefficient thermique, -	<i>Symboles grecs</i>	
c	capacité thermique massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	α	paramètre de réglage, -
g	intensité de la pesanteur, $kg.N^{-1}$	η	paramètre de réglage, -
l_v	chaleur latente de vaporisation, $J.kg^{-1}$	ξ_φ	capacité hygrique, $kg.m^{-3}$
M	masse molaire, $kg.mol^{-1}$	φ	humidité relative, %
P	pression, Pa	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
R	constante des gaz parfait, $Pa.mol^{-1}.K^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
t	temps, s	μ	facteur de résistance à la diffusion de vapeur, -
u	teneur en eau, $kg.kg^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
w	teneur en eau, $kg.m^{-3}$	i	initial
x	position, m	l	liquide
X	vecteur paramètre, -	mes	mesure
Y	sortie du modèle, -	mod	modèle
T	température, K	ref	référence
		sat	saturation
		v	vapeur
		0	matériau sec

1. Introduction

Le secteur du bâtiment est une source potentielle non négligeable d'économie d'énergie. En effet, il représente plus de 40% de la consommation d'énergie finale en France et 25% des émissions de CO₂ [1]. La réduction de ces dernières est devenue une priorité à l'échelle nationale et internationale. Dans ce contexte et compte tenu du faible taux de renouvellement du parc immobilier neuf (de l'ordre de 1%), la rénovation des édifices anciens et la reconversion des bâtiments désaffectés apparaissent comme une solution intéressante pour contribuer à la politique de réduction énergétique.

Ce travail de recherche s'intéresse en particulier à la préservation du patrimoine industriel. La reconversion d'édifices industriels nécessite une meilleure connaissance de leurs matériaux de construction. Les méthodes usuellement utilisées pour caractériser les propriétés de ces matériaux sont longues et nécessitent le prélèvement d'échantillons. Ce prélèvement peut s'avérer incompatible avec la préservation de la structure, d'où la nécessité de développer une méthodologie de caractérisation non destructive.

Le travail présenté ici expose une première étape d'investigation expérimentale de la méthode d'identification des propriétés des matériaux de construction par une approche non destructive. La méthode proposée repose sur le principe de résolution du problème inverse à partir de techniques d'optimisation. L'objectif est en effet de remonter aux paramètres du modèle physique direct tout en connaissant ses données de sortie.

Deux classes principales de méthodes existent pour résoudre un tel problème, les méthodes déterministes et les méthodes stochastiques. La méthode développée dans le cadre de ce travail est une méthode déterministe. La recherche de l'optimum est effectuée de manière déterminée : la variation du vecteur de paramètres inconnus suit un chemin défini. L'algorithme le plus couramment utilisé est l'algorithme de Levenberg-Marquardt [2, 3] qui permet la résolution des problèmes de moindres carrés non linéaires. ALEMBERT, le modèle d'optimisation original développé dans cette étude, est une variante de l'algorithme de Levenberg-Marquardt.

La méthode de validation utilisée est la validation croisée [4], le modèle d'identification est testé avec trois séquences de mesure différentes. La méthode est validée si le modèle fourni le même résultat quelle que soit la séquence utilisée.

2. Formulation du problème

2.1. Problème direct

La première étape de l'identification consiste à formuler le problème en décrivant les phénomènes observés par un modèle physique qui permettra de les simuler. Le problème physique est présenté dans la figure 1. Un mur monocouche de fibre de bois d'épaisseur 0,15 m sépare deux ambiances intérieure et extérieure, lesquelles sont soumises à des variations de température et d'humidité. Des capteurs de température et d'humidité relative sont installés dans les deux ambiances et sur les surfaces de la paroi.

Les transferts de chaleur et de masse en milieu poreux sont des phénomènes très complexes nécessitant de considérer plusieurs hypothèses afin de les modéliser. Les transferts de chaleur et de masse sont considérés monodimensionnels. Le matériau est isotrope, indéformable et chimiquement inerte. Le transfert radiatif ainsi que le transfert liquide sont négligés.

Le modèle direct, décrit en détail en [5], est implémenté sous Matlab en utilisant la méthode des différences finies. Les conditions aux limites sont des conditions de Neumann. Les coefficients d'échanges thermiques sont fixés à $3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et les coefficients d'échanges massiques en sont déduits à partir de la relation de Lewis [6]. Le système simplifié d'équations de transferts de chaleur et de masse est donné dans les équations (1) et (2) où la température et l'humidité relative sont les potentiels de calcul.

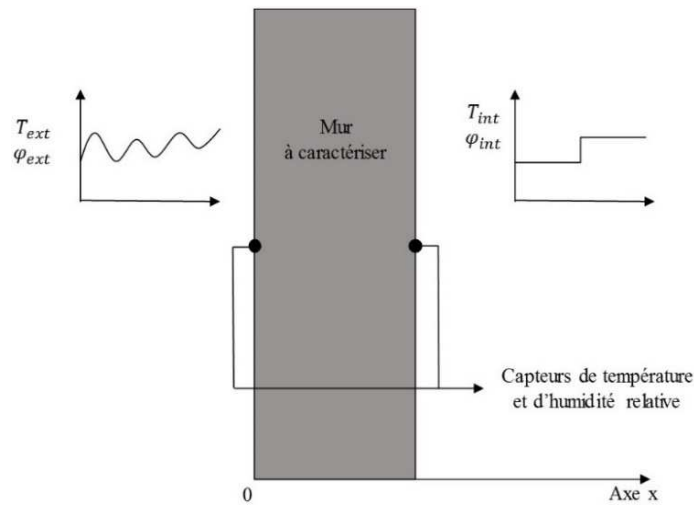


Figure 1 : Problème physique d'identification des paramètres

$$\xi_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\delta_p \frac{\partial (\varphi p_{sat})}{\partial x} \right) = 0 \quad (1)$$

$$(\rho_0 c_0 + c_l w) \frac{\partial T}{\partial t} + c_l (T - T_{ref}) \xi_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + (l_v + c_v (T - T_{ref})) \delta_p \frac{\partial (p_v)}{\partial x} \right) \quad (2)$$

T_{ref} désigne la température énergétique de référence arbitrairement choisie à 296.15K. La teneur en eau est calculée en utilisant le modèle de Van Genuchten [7] :

$$w = \rho_0 u_{sat} \left(1 + \left| \alpha \frac{RT_{ref}}{M_l g} \ln(\varphi) \right|^\eta \right)^{\frac{1}{\eta} - 1} \quad (3)$$

L'évolution de la conductivité thermique est fonction de la teneur en eau. Elle est obtenue en utilisant l'équation (4) :

$$\lambda = \lambda_0 (1 + Au) \quad (4)$$

L'ensemble des paramètres à identifier sont présentés dans la table 1.

2.2. Modèle inverse

L'ensemble des paramètres à identifier sont rassemblés sous forme d'un vecteur de dimension $n = 8$:

$$X = [\rho_0, c_0, u_{sat}, \lambda_0, A, \mu_0, \alpha, \eta] \quad (5)$$

L'objectif du modèle inverse est de déterminer l'ensemble des paramètres du vecteur X qui minimise une fonction objective qui, dans ce cas, correspond à la somme des moindres carrés pondérés par la variance. Cette fonction compare le vecteur des mesures Y_{mes} et le vecteur des résultats de la simulation directe Y_{mod} .

$$f(X) = \sum_{i=1}^n \frac{[Y_{mes,i} - Y_{mod,i}]^2}{\sigma_i^2} \quad (6)$$

Avec σ_i la variance des mesures et n le nombre des mesures.

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (Y_{mes,i} - \overline{Y_{mes,i}})^2 \quad (7)$$

L'algorithme ALEMBERT est une méthode d'optimisation originale basée sur l'algorithme de Levenberg-Marquardt avec la mise à jour de la matrice jacobienne par la méthode de Broyden [8]. L'algorithme de Levenberg-Marquardt est une combinaison de deux méthodes de minimisation: la méthode de Gauss-Newton [9] et la méthode de descente de gradient [10]. La régularisation de Levenberg-Marquardt est une version modifiée de celle de Tikhonov. Le facteur de régularisation permet à la solution numérique de rester dans un intervalle de valeurs physiquement admissibles. La valeur optimale du facteur de régularisation est déterminée en utilisant la méthode L-curve de Hansen. Elle correspond au point anguleux de la courbe représentant la norme de la solution régularisée en fonction de la norme des résidus [11].

3. Dispositif expérimental

L'originalité de ce travail réside dans son caractère non destructif, libérée de la contrainte de percer le mur étudié pour y installer des capteurs à l'intérieur. Un capteur de température et d'humidité relative est ainsi placé sur chaque surface du mur et dans chaque ambiance. Ce sont des thermo-hygromètres enregistreurs de type HOBO U23-002 d'une précision de $\pm 0,2^\circ\text{C}$ de 0 à 50°C pour la température et $\pm 2,5\%$ pour l'humidité relative de 10 à 90%HR et d'un temps de réponse de 5 minutes. Le temps d'acquisition est fixé à 15 minutes.

Les conditions climatiques sont simulées en utilisant une enceinte biclimatique présentée en figure 2. Elle permet d'appliquer indépendamment des conditions de température et d'humidité différentes d'un côté et de l'autre de la paroi. Elle contient d'une part un groupe chaud, qui fait varier la température dans la gamme de $[20; 50^\circ\text{C}]$ par un système de contrôle PID. La chaleur est générée par une résistance chauffante alors que l'humidité relative est générée par un agitateur à ultrasons qui a un système de régulation tout ou rien. D'autre part, un groupe froid permet de faire varier la température de -20 à 20°C . A noter que la zone froide ne permet pas la régulation de l'humidité.

Plusieurs séries de mesures ont été réalisées en imposant à la paroi différentes conditions climatiques. Dans chacune des séquences la température et l'humidité relative des ambiances sont contrôlées par un groupe de l'enceinte alors que l'autre est laissé libre. L'objectif de faire varier les conditions imposées est de mettre en évidence les phénomènes de transfert de chaleur et/ou de masse. Dans les séquences de mesure 1 et 3, le mur est soumis à un transfert simultané de chaleur et de masse, alors que dans la deuxième séquence de mesure le transfert de masse peut être négligé puisque la valeur du gradient vapeur est très faible.

Les différentes conditions appliquées à la paroi sont présentées dans les figures 3 à 8.



Figure 2 : *Enceinte biclimatique*

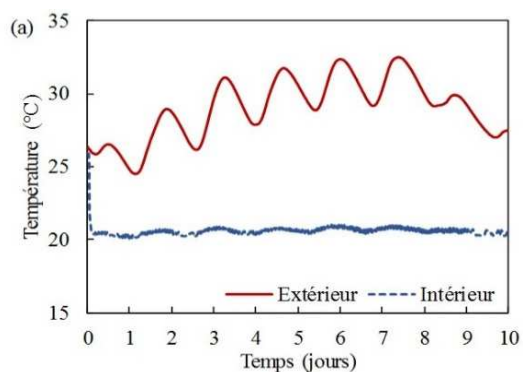


Figure 3 : *Séquence 1: Températures des surfaces intérieure et extérieure de la paroi*

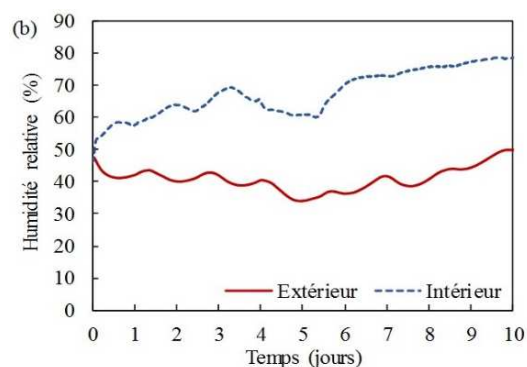


Figure 4 : *Séquence 1: Humidités relatives des surfaces intérieure et extérieure de la paroi*

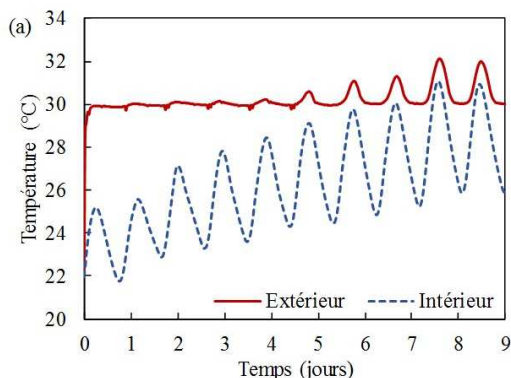


Figure 5 : *Séquence 2: Températures des surfaces intérieure et extérieure de la paroi*

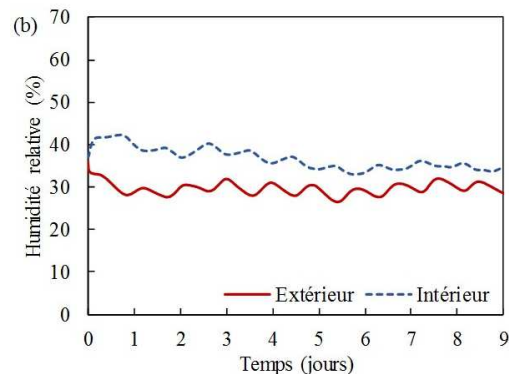


Figure 6 : *Séquence 2: Humidités relatives des surfaces intérieure et extérieure de la paroi*

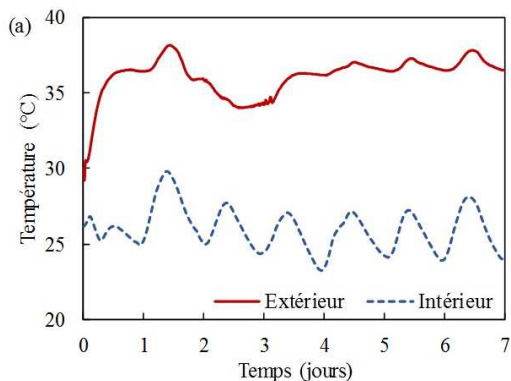


Figure 7 : *Séquence 3: Températures des surfaces intérieure et extérieure de la paroi*

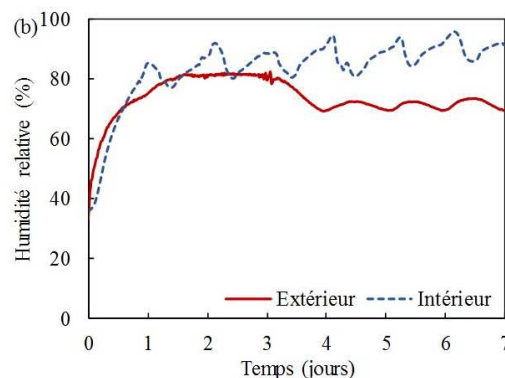


Figure 8 : *Séquence 3: Humidités relatives des surfaces intérieure et extérieure de la paroi*

4. Résultats et discussion

Pour qu'un modèle soit expérimentalement validé, il doit être testé avec différentes séquences de mesure. Ceci s'appelle la validation croisée. Pour les différentes séquences, le modèle doit fournir les mêmes résultats. En remplissant cette condition, il est considéré comme validé expérimentalement.

Pour déterminer le facteur de régularisation de Tikhonov, différentes simulations ont été lancées en le faisant varier de 10^{-4} à 10^4 avec un pas de facteur 10. Le résultat de ces simulations est présenté figure 9, où X et X_i sont respectivement le vecteur paramètre solution et le vecteur initial, Y_{mod} et Y_{mes} sont respectivement le vecteur des résultats de la simulation directe et le vecteur des mesures. Le facteur optimal de régularisation correspondant à celui du point anguleux de la courbe est 10^{-2} . Les meilleures solutions ont été trouvées pour les valeurs de ce facteur situées entre 10^{-2} et 10^2 . Quand ce facteur dépasse 10^4 la solution est égale au vecteur initial.

Pour visualiser les résultats des trois simulations, l'isotherme de sorption ainsi que l'évolution de la conductivité thermique sont présentés dans les figures 10 et 11.

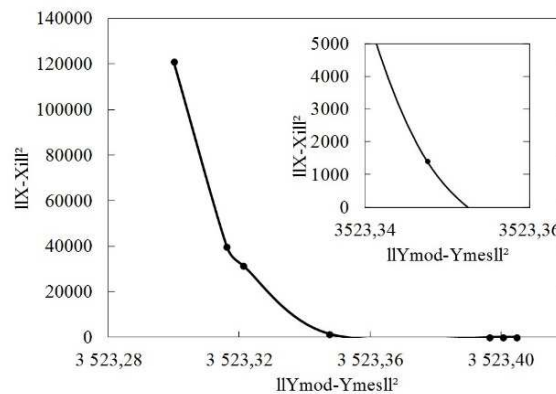


Figure 9 : *L-curve pour déterminer le facteur de régularisation de Tikhonov*

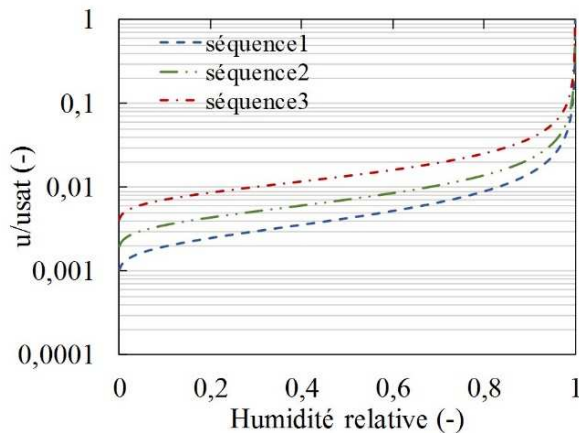


Figure 10 : *Isothermes de sorption*

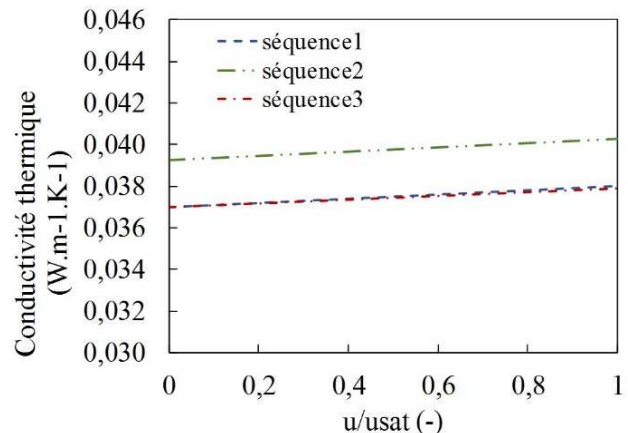


Figure 11 : *Evolution de la conductivité thermique*

La figure 10 montre que l'isotherme de sorption est fortement influencée par les conditions aux limites alors que pour la conductivité thermique, les évolutions obtenues pour les trois séquences présentent des différences très faibles (Figure 11).

Pour mieux visualiser l'impact des conditions aux limites sur le résultat d'identification, le tableau 2 présente les valeurs des différents paramètres.

	ρ_0	c_{p0}	u_{sat}	λ_0	A	μ_0	α	η
	kg.m ⁻³	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	kg.kg ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	-	-	-	-
Séquence1	41	1648	0,11	0,037	1,01	5,05	0,452	1,649
Séquence2	39	1613	0,23	0,039	1,00	1,24	0,459	1,589
Séquence3	42	1614	0,30	0,037	1,00	1,00	0,275	1,545

Tableau 2 : Résultats des simulations

On constate que les conditions aux limites ont peu d'influence sur la masse volumique, la capacité thermique massique et la conductivité thermique. Par contre, les paramètres utilisés pour constituer l'isotherme de sorption se révèlent plus sensibles aux conditions aux limites. A titre d'exemple, la teneur en eau a augmenté d'un facteur 3 entre la séquence 1 et la séquence 3, et la résistance à la diffusion vapeur a diminué d'un facteur 5.

Les paramètres obtenus par résolution du problème inverse pour les trois séquences étudiées sont utilisés pour simuler le comportement de la paroi au cours de la première séquence expérimentale. Les évolutions de température et d'humidité relative au niveau de la surface extérieure sont présentées dans les figures 12 et 13.

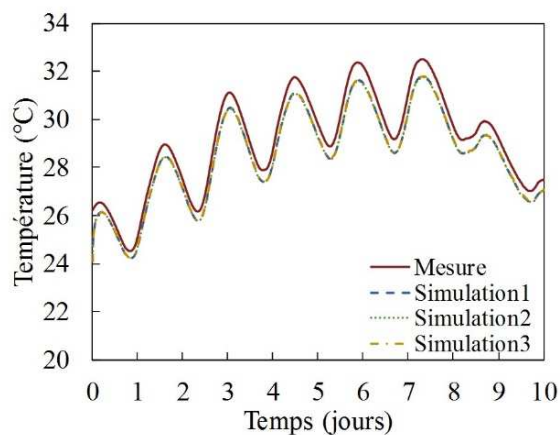


Figure 12 : Températures de la surface extérieure de la paroi

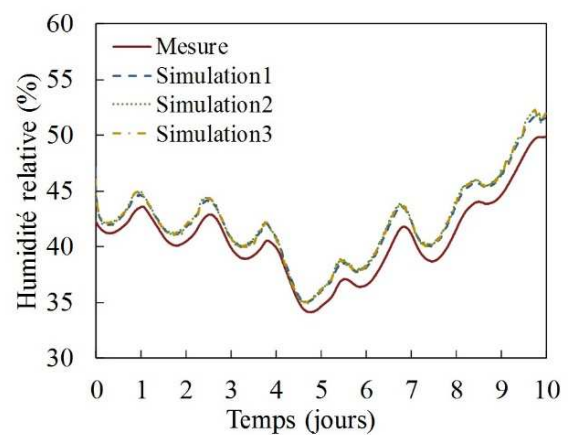


Figure 13 : Humidités relatives de la surface extérieure de la paroi

Le résultat obtenu à partir de la résolution du problème inverse a la même allure que les mesures de température et d'humidité relative. Une légère erreur relative a été observée pour les deux évolutions d'environ 3% pour la température et 6% pour l'humidité relative. La variabilité des paramètres hygriques obtenus par résolution du problème inverse selon les différentes séquences expérimentales étudiées montre que la modélisation choisie du problème direct nécessite d'être enrichie et que le choix de la méthode d'optimisation est à discuter.

5. Conclusion

Lorsque les propriétés du matériau sont inconnues, la validation directe de la procédure numérique d'identification est impossible car elle repose sur la comparaison du vecteur de paramètre X avec le vecteur cible. C'est la raison pour laquelle il est nécessaire d'utiliser la validation croisée.

L'algorithme ALEMBERT est basé sur une méthode déterministe ce qui le rend très sensible au vecteur initial choisi. Le résultat obtenu avec cet algorithme n'est donc qu'un optimum local. Il offre par contre l'intérêt d'être moins coûteux en terme du temps de calcul comparé aux méthodes stochastiques et plus précis que l'algorithme de Levenberg-Marquardt.

Dans cet article, la masse volumique à l'état sec, la capacité thermique sèche et la conductivité thermique sèche de la fibre de bois sont correctement déterminées, tandis qu'il est plus difficile d'estimer la valeur des paramètres de l'isotherme de sorption. Ces résultats remettent en question le choix du modèle physique utilisé pour simuler les différents phénomènes, notamment l'utilisation du modèle de Van Genuchten pour construire l'isotherme de sorption.

Dans les travaux futurs, une méthode stochastique appelée CMA-ES [12,13] (reposant sur une stratégie d'évolution avec l'adaptation de la matrice de covariance) ayant montré dans la littérature son efficacité sera utilisée pour déterminer le vecteur des paramètres.

Références

- [1] Bilan énergétique de la France pour 2015. Ministère de l'Environnement de l'Energie et de la Mer.
- [2] K. Levenberg. A method for the solution of certain problems in least squares. *Q. App. Math.* 2 (1944), pp. 164–168.
- [3] D. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *J. Appl. Math.* 11 (1963), pp. 431–444
- [4] S. Rouchier. Solving inverse problems in building physics: An overview of guidelines for a careful and optimal use of data. *Energy Build.* (166) (2018), pp. 178 – 195.
- [5] Y. Ait Oumeziane. Evaluation des performances hygrothermiques d'une paroi par simulation numérique : application aux parois aux bétons de chanvre. PhD thesis. Université Européenne de Bretagne - Institut National des Sciences Appliquées de Rennes (2013).
- [6] W.K. Lewis. *The evaporation of liquid into a gas*. Transactions of American Society of Mechanical Engineers (1849) (1922), pp. 325–340.
- [7] M. Th. Van Genuchten. A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Science Society American Journal*. F.P. Incropera. D. P. Dewitt. T. L. Bergman. A. S. Lavine. *Fundam. Heat Mass Transf.* 7th ed Hoboken: John Wiley & Sons. Inc (2007), pp. 892–92. 1980.
- [8] J. Jamal, Y. Ait Oumeziane, V. Lepiller, M. Gasnier, P. Desevaux. Méthodologie pour une meilleure connaissance des matériaux du patrimoine industriel. Congrès National de la Recherche des IUT (CNRIUT2017). Auxerre. France (2017).
- [9] A. Bjorck. Numerical methods for least squares problems. *Applied Mathematics* (1996).
- [10] J.A. Snyman, D.N. Wilke. *Practical Mathematical Optimization. Basic Optimization Theory and Gradient-Based Algorithms* (2018).
- [11] P.C. Hansen. The l-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems. *Comput. Inverse Probl. Electrocardiol.* WIT Press (2000).
- [12] N. Hansen, A. Ostermeier. Completely derandomized self-adaptation in evolution strategies. *Evol. Comput.* (9) (2001), pp. 159-195.
- [13] P. Lauret. H. Boyer, C. Riviere, A. Bastide. A genetic algorithm applied to the validation of building thermal models. *Energy Build.* (39) (2005), pp. 858–66.

Remerciements

Les calculs ont été effectués en utilisant le centre de calcul Mésocentre de Franche-Comté.

Experimental characterization of the hygrothermal properties of an ancient clay brick

Yacine AIT OUMEZIANE^{1*}, Alexandre PIERRE², Fatima EL MANKIBI¹, Valérie LEPILLER¹, Marina GASNIER³, Philippe DESEVAUX¹

¹ FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France

² University of Cergy-Pontoise, Laboratoire de Mécanique & Matériaux du Génie Civil, EA 4114, F-95000 Cergy-Pontoise, France

³ FEMTO-ST Institute/RECITS, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France

* (Corresponding author: Ait Oumeziane Yacine: yacine.ait_oumeziane@univ-fcomte.fr)

Abstract - This paper deals with the experimental hygrothermal characterization of an ancient clay brick, representative of old industrial buildings from the early 20th century in eastern France. The renovation and reconversion of industrial heritage buildings need an accurate knowledge of the properties of existing buildings envelopes. The main objective of this paper is thus to give experimental data about the hygrothermal properties of an ancient brick.

Nomenclature

c	specific heat capacity, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Index and exponent</i>
D	liquid water transport coefficient, $m^2.s^{-1}$	* equivalent
m	mass, kg	0 dry
n	open porosity, %	s solid
u	mass moisture content, $kg.kg^{-1}$	sat saturation
		w water

Greek symbols

λ	thermal conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ	density, $kg.m^{-3}$
μ	vapor diffusion resistance factor, -

1. Introduction

In France, the building sector represents more than 40% of energy consumption and about 25% of CO₂ emission [1]. The energy efficiency improvements of existing buildings is a major concern of energy transition. In this framework, the industrial heritage buildings present a high potential of reuse and redevelopment and is a substantial source of embodied energy saving [2-4].

Built from ancient construction techniques, the industrial heritage presents hygrothermal performance which should be analysed. For illustration, two examples of buildings are presented in Figure 1.

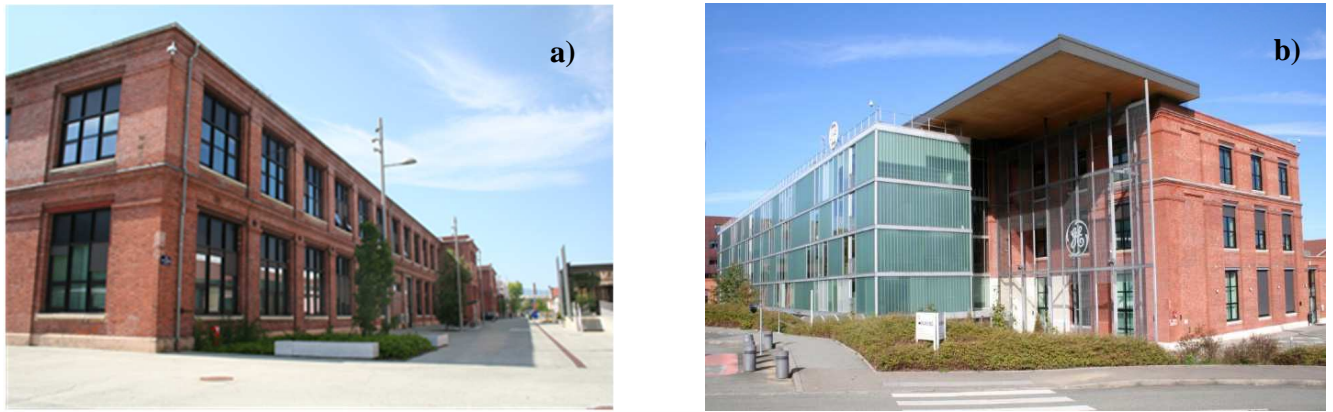


Figure 1 : *Examples of industrial buildings in eastern France: nowadays economic activity park of Techn'hom (Belfort, France) a) Tertiary offices: former finishing workshop of spinning factory of the Dollfus, Mieg & Cie society © Marina Gasnier, 2016; b) General Electric European HQ: former spinning workshop of the Dollfus, Mieg & Cie society © Marina Gasnier, 2016*

However, in France, the laws on energy transition are not suited to the reconversion of heritage buildings due to a lack of knowledge about their architecture and energetics performance [5-6]. The 2012 French Thermal Regulation, based on the previous 2005 version, applied to existing old buildings built before 1948 suggests a renovation “item by item”. It means that when the project owners decide to change or install an item (insulation, heating equipment, ventilation equipment, glazing...), they have to install products with an energetic performance higher than the threshold characteristics given by the ministerial ruling published the 3rd May 2007¹, updated the 22th March 2017 and applied since the 1st January 2018².

However, the current lack of knowledge of industrial architecture from the engineering and control offices may sometimes lead to irreversible consequences in terms of heritage preservation and damages [7-9]. In old brick masonry buildings, the walls may be subjected to freeze-thaw damages. The cooling of the walls generated by the addition of indoor insulation can sometimes initiate and favour freeze-thaw damages [9]. In order to preserve this heritage, it appears necessary to extend knowledge about the hygrothermal behaviour of such buildings.

The research works on the hygrothermal characterisation and behaviour of ancient materials remain rather scarce in literature. Johanson et al. [10] and Jamal et al. [11] have numerically evaluated the influence of indoor insulation on the hygrothermal response of brick masonry walls subjected to climatic variations. They have used the Wufi database of different bricks as reference [12] among which:

- the “Vienna 1900s brick” which is a brick produced in the 1900s in Vienna
- the “Historical manufactured brick” which is a new brick produced using the old manufacturing process.

Moreover, Johanson et al. have characterised the hygrothermal properties of a brick built in laboratory according to the traditional methods used from the end of the nineteenth century to the early twentieth century in Sweden and Norway [10]: “Nordic 1900s brick”.

Their main hygrothermal properties are presented in Table 1.

¹ Arrêté du 3 mai 2007 relatif aux caractéristiques thermiques et à la performance énergétique des bâtiments existants

² Arrêté du 22 mars 2017 modifiant l'arrêté du 3 mai 2007 relatif aux caractéristiques thermiques et à la performance énergétique des bâtiments existants

Material	ρ_0	n	λ_0	$c_{p,0}$	μ_0	D_{sat}
“Vienna 1900s brick”	1560	38	0.6	850	15	17
“Historical handcrafted brick”	1780	32	0.6	850	9.5	8.9
“Nordic 1900s brick”.	1810	-	-	-	-	2.4

Table 1 *Hygrothermal properties of three ancient clay bricks*

In this context, the objective of this paper is to experimentally characterize the hygrothermal properties of an ancient clay brick. The studied properties are bulk and absolute densities, open porosity, specific heat capacity and thermal conductivity. Moreover, it has been demonstrated in literature that moisture content is the most sensitive parameter which governs at the first order the evolution of the hygrothermal properties and influences the hygrothermal transfer [13-15]. A special attention is thus paid in this study to experimental characterisation of the moisture content at different temperatures.

2. Materials and methods

2.1. The ancient clay brick

The studied clay bricks were widely used in the eastern region of France to achieve industrial buildings mainly dedicated to the spinning activities at the early twentieth century. They came from an industrial brickyard (Oscar Lesage) founded in 1897 and located in the neighbourhood of Mulhouse in eastern France. An archival research has enabled to find two technical reports performed in 1936 by the “Laboratoire officiel du Syndicat des fabricants de produits céramiques de France” [16] and in 1952 [17]. These documents specify that the bricks are made with around 60% of red earth and 40% of yellow earth. The chemical composition of the red earth shows that it is mainly composed by silica (about 63%), alumina (about 20%) and iron (about 7%). An analogous analysis performed on yellow earth gives a low lime rate and good silica, alumina and iron rates. According to [17], these earths are suited to the brick masonry.

Different types of samples were prepared from the perforated raw bricks collected on-site: $4 \times 4 \times 4 \text{ cm}^3$ and $3 \times 3 \times 3 \text{ cm}^3$ for measuring the sorption isotherms and $6 \times 4 \times 2 \text{ cm}^3$ for measuring the heat capacity and the thermal conductivity. It should be underlined that the dimensions of the samples are constrained by the holes in the perforated bricks.

2.2. Methods

2.2.1. Physical characterization

According to the NF EN ISO 12570 [18], the bricks are first dried to constant weight in a ventilated oven at 105°C until steady state when the mass variation for 3 consecutive measures during 24 hours is less than 0.1%.

The hydrostatic weighing method is used according to the standard NF EN 772-3 [19] for the raw bricks and according to NF EN 772-4 [20] for the samples. The dry bulk density is determined from the mass of the dry sample m_0 [g], the mass of the water-saturated sample $m_{air,sat}$ [g] in air and the mass of the immersed water-saturated sample $m_{imm,sat}$ [g]:

$$\rho_0 = \rho_w \frac{m_0}{m_{air,sat} - m_{imm,sat}} \quad (1)$$

A 10-kg Kern PCB 10000-1 balance (accuracy 10^{-1} g) is used for the raw bricks and a 520-g VWR LPW-503i balance (accuracy 10^{-3} g) for the samples.

The saturated mass moisture content u_{sat} [kg.kg^{-1}] is determined from equation 2.

$$u_{sat} = \frac{m_{air,sat} - m_0}{m_0} \quad (2)$$

The open porosity n [-] is deduced from equation 2 by the relation:

$$n = \frac{u_{sat}\rho_0}{\rho_w} \quad (3)$$

The solid matrix density ρ_s [kg.m^{-3}] is determined from equation 4.

$$\rho_s = \frac{\rho_0}{1 - n} \quad (4)$$

The dry bulk density of the cubic and parallelepiped samples is also determined with the 520-g VWR LPW-503i balance (accuracy 10^{-3} g) and a calliper (accuracy 10^{-1} mm) for verification.

2.2.2. Hygric characterization

The adsorption and desorption isotherms are determined according to the requirements of standard NF EN ISO 12571 [21]. The adsorption isotherm is determined at 23°C from the dry state for four relative humidities: 40, 60, 80 and 95%RH in a climatic chamber. The adsorption and desorption isotherms respectively at 10°C (at 23, 60, 83 and 98%RH) and 40°C (at 20, 52, 79 and 96%RH) are determined with the method of saturated salt solutions. The desiccators containing the different solutions are placed in a $\pm 1^\circ\text{C}$ controlled-temperature room. The samples are periodically weighed until the difference between three consecutive measurements during 24 hours is less than 0.1%.

The mass moisture content u is determined from equation 5.

$$u = \frac{m - m_0}{m_0} \quad (5)$$

m and m_0 [g] stands respectively for the wet mass and the dry mass of the sample.

2.2.3. Thermal characterization

The thermal properties of the brick are determined from the Hot Disk method [22] using a Hot Disk probe TPS1500 at 25°C and different relative humidities: 40, 60, 80, 95%RH and at saturation. The principle of the method is to deliver a small constant current during a short time in order to increase of a few degrees the temperature of the material. This temperature increase depends on the thermal transport properties of the material surrounding the sensor. By monitoring this temperature increase over a short period after the start of the experiment, it is possible to obtain the equivalent thermal conductivity and the thermal diffusivity expressed in equation 6:

$$\alpha = \frac{\lambda^*}{\rho c_p^*} \quad (6)$$

In this relation, λ^* [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] and c_p^* [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] are respectively the equivalent thermal conductivity and the equivalent specific heat capacity. They depend on the moisture content in the material.

Eq. 7 and Eq. 8 can express the equivalent thermal conductivity and specific heat capacity of the wet material respectively.

$$\lambda^* = \lambda_0(1 + \beta u) \quad (7)$$

$$c_p^* = c_{p,0} + c_l u \quad (8)$$

with β [-] a fitting parameter, $c_{p,0}$ [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] and c_l [$4180 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] respectively the dry specific heat capacity of the material and the liquid water specific heat capacity.

3. Results

3.1. Physical properties

The dry bulk density of the raw perforated bricks is evaluated at $1848 \pm 127 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

The cubic and parallelepiped samples are thus cut in the bricks which have a dry bulk density close to the average value.

The average dry bulk density of the cubic and parallelepiped samples are estimated respectively at $1866 \pm 104 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ and $1826 \pm 92 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

The physical properties of the brick obtained by hydrostatic weighing method are presented in Table 2. These values are relevant with the works of the literature (cf. introduction).

ρ_0 [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]	u_{sat} [%]	n [%]	ρ_s [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]
1826 ± 92	17 ± 2	30.6 ± 3	2631 ± 38

Table 2 *Physical properties of the studied ancient brick*

3.2. Hygric properties

Figure 2 shows the evolution of the moisture content at 10°C , 23°C and 40°C . The results seem globally relevant. As expected, the warmer the temperature, the lower is the equilibrium moisture content at the same relative humidity. Except for the point obtained in adsorption at 40°C and 96%RH which appears slightly high, moisture content decreases when temperature increases over the studied relative humidity range. Whatever the temperature, both main adsorption and desorption curves are very close. Over a wide range of relative humidity until about 85%RH, it may be considered that no hysteresis occurs. This hysteresis appears for very high relative humidities over at least 85%RH.

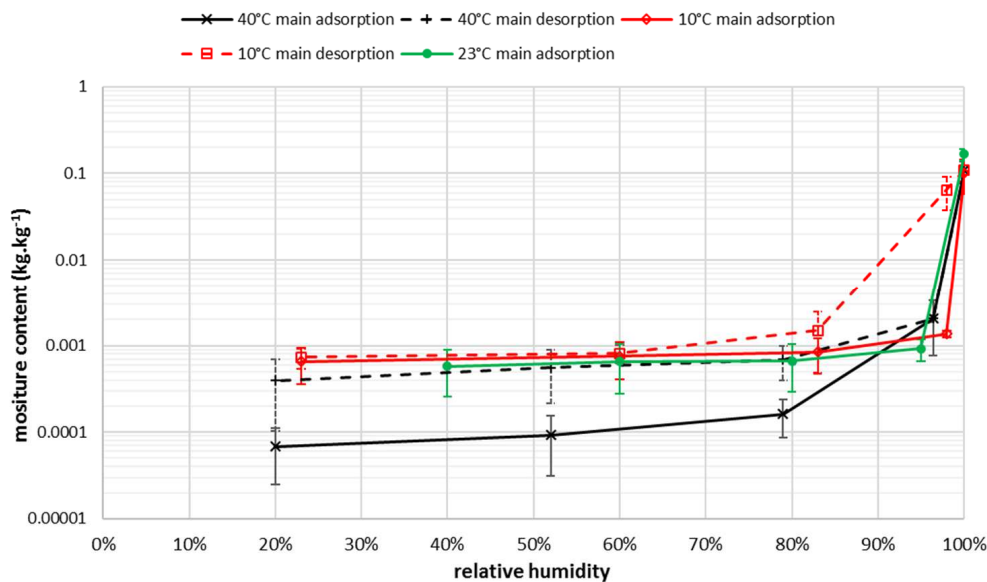


Figure 2 *Experimental main adsorption and desorption isotherms at 10°C, 23°C and 40°C*

The results obtained for the studied brick are compared in Figure 3 with others ancient bricks presented in introduction: Vienna 1900s, Historical handcrafted brick and Nordic 1900s brick. The experimental results are relevant with the results of the literature.

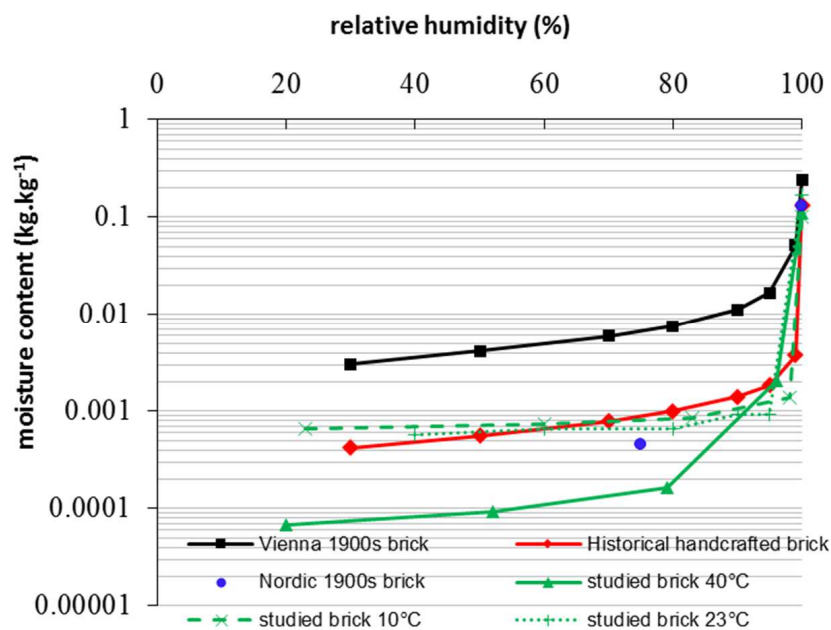


Figure 3 *Main adsorption isotherms of different ancient clay bricks*

3.3. Thermal properties

Erreur ! Source du renvoi introuvable.a shows that the equivalent thermal conductivity is globally constant about $0.65 \pm 0.01 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. This means that the thermal conductivity remains constant around the dry value over a wide range of moisture content. This result is explained on one hand by the low level of moisture content up to 95%RH and on the other hand by the fact that the dry thermal conductivity of the material and the liquid water thermal conductivity (about $0.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) are very close. Nevertheless, a very high thermal conductivity is measured at saturation about $1.81 \pm 0.01 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. This value at saturation is three times higher than the value at dry state.

The dry specific heat capacity is deduced from the equivalent value from Eq. 8. **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** 4b shows that the equivalent specific heat capacity is very close to the value obtained in the dry state about $625 \pm 15 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ over a wide range of moisture content. At saturation, the dry specific heat capacity is estimated at $810 \pm 140 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$. This slightly high value may be explained by an underestimation of the moisture content at saturation.

Excepted at saturation, the measured thermal properties of the studied brick are relevant with the literature data. In [12], the dry thermal conductivity of the Vienna 1900s and Historical handcrafted bricks are about $0.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. The measured specific heat capacity is lower than the values of the Vienna 1900s and Historical handcrafted bricks about $850 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$.

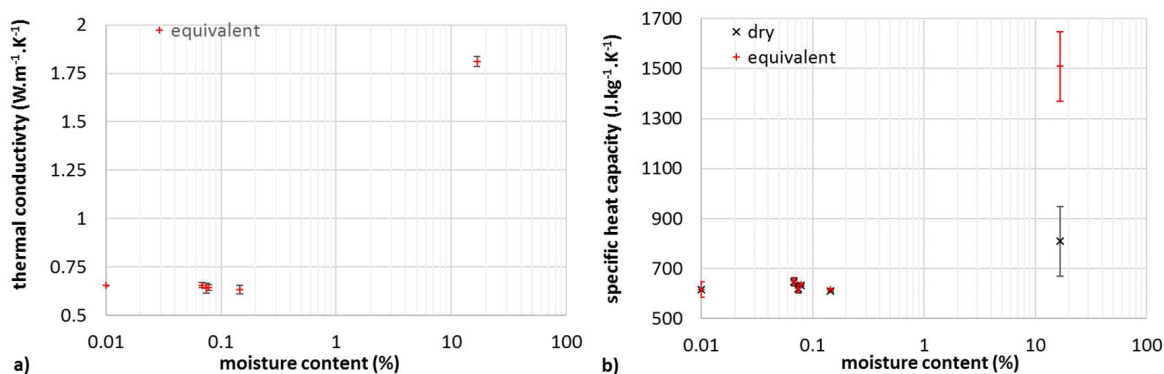


Figure 4. Evolution of the thermal conductivity (a) and of the specific heat capacity (b) in function of moisture content - To be represented in these graphs, the thermal conductivity and specific heat capacity at dry state are plotted for $u = 0.01\%$

4. Conclusion

The values are relevant with the scientific literature data. Nevertheless, they are significantly different from the values given in the 2012 French Thermal Regulation [23] for clay bricks with a dry bulk density between 1800 and 1900 kg.m^{-3} .

Furthermore, the studied brick presents a lowly hygroscopic behaviour except for very high moisture contents close to the saturation. The experimental work on the sorption mechanisms which occur in brick may allow better predicting the effective response of a brick wall subjected to climatic variations. Especially, the potential freeze-thaw damages favoured by the addition of an interior insulation layer could be better evaluated. These outlooks have to be investigated in future works.

This paper questions also the necessity of the diagnostic of existing buildings envelope in order to recommend suitable technological solutions to improve human hygrothermal comfort and reduce energy consumption and not to generate unexpected pathologies.

References

- [1] Bilan énergétique de la France pour 2015, Ministère de l'Environnement de l'Energie et de la Mer, 2016
- [2] P. Fuertes, Embodied energy policies to reuse existing buildings, Energy procedia, 115 (2017) 431-439
- [3] W.Y. Ng, C.K. Chau, New life of the building materials – recycle, reuse and recovery, Energy Procedia, 75 (2015) 2884-91
- [4] S. Lidelow, T. Orn, A. Luciani, A. Rizzo, Energy efficiency measures for heritage buildings : a literature review, Sustainable cities and societies, accepted for publication (2018)

- [5] M. Gasnier, Le patrimoine industriel au prisme de nouveaux défis. Usages économiques et enjeux environnementaux, Besançon : PUFC, (2018)
- [6] M. Gasnier, Y. Ait Oumeziane, Les enjeux d'une recherche autour des matériaux du patrimoine industriel, *Patrimoine industriel*, 68 (2016) 22-25
- [7] H. Künzl, Effect of interior and exterior insulation on the hygrothermal behaviour of exposed walls. *Materials and Structures*, 31(2) (1998) 99-103.
- [8] P. Mensinga, J. Straube, C. Schumacher, Assessing the freeze-thaw resistance of clay brick for interior insulation retrofit projects, In *Proceedings of thermal performance of the exterior envelopes of whole buildings XI*, Clearwater Beach, USA, 2010
- [9] X. Zhou, D. Derome, J. Carmeliet, Hygrothermal modeling and evaluation of freeze-thaw damage risk of masonry walls retrofitted with internal insulation, *Building and environment*, 125 (2017) 285-98
- [10] P. Johansson, S. Geving, C-E. Hagentoft, B. Petter Jelle, E. Rognvik, A. Sasic Kalagasidis, B. Time, Interior insulation retrofit of a historical brick wall using vacuum insulation panels: Hygrothermal numerical simulations and laboratory investigations, *Building and Environment*, 79 (2014) 31-45
- [11] J. Jamal, Y. Ait Oumeziane, V. Lepiller, M. Gasnier, P. Désévaux, Simulation du comportement hygrothermique de parois de bâtiments industriels, XIIIème Colloque Inter universitaire Franco-Québécois (CIFQ), Saint-Lô, France, 2017
- [12] Fraunhofer IBP. WUFI Light, Vers. 6.0, Holzkirchen, Germany, 2010
- [13] J. Kwiatkowski, M. Woloszyn, J.J. Roux, Modelling of hysteresis influence on mass transfer in building materials, *Building and Environment*, 44 (2009) 633-642
- [14] M. Van Belleghem, H.J. Steeman, M. Steeman, A. Janssens, M. De Paepe, Sensitivity analysis of CFD coupled non-isothermal heat and moisture modelling, *Building and Environment*, 45 (2010) 2485-96
- [15] Y. Ait Oumeziane, Evaluation des performances hygrothermiques d'une paroi par simulation numérique : application aux parois aux bétons de chanvre, PhD thesis [In French], Université Européenne de Bretagne - Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 2013
- [16] Archives Municipales de Mulhouse : 99A760 Fonds de la Tuilerie Oscar Lesage. Procès verbal d'essais, Laboratoire officiel du Syndicat des fabricants de produits céramiques de France, 24 mars 1936
- [17] Archives Municipales de Mulhouse : 99A1522 Fonds de la Tuilerie Oscar Lesage. Etudes et essais sur la variété des terres. J. Masure, Carrières et Terres, Tuileries Lesage à Mulhouse, juin 1952
- [18] NF EN ISO 12570, Hygrothermal performance of building materials and products - Determination of moisture content by drying at elevated temperature, 2000
- [19] NF EN 772-3, Methods of test for masonry units. Part 3: determination of net volume and percentage of voids of clay masonry units by hydrostatic weighing, 1999
- [20] NF EN 772-4, Methods of test for masonry units. Part 4: determination of real and bulk density and of total and open porosity for natural stone masonry units, 1999
- [21] NF EN ISO 12571, Hygrothermal Performance of Building Materials and Products – Determination of Hygroscopic Sorption Properties, 2000
- [22] S.E. Gustafsson, Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid materials, *Rev. Sci. Instrum.* 62 (3) (1991) 797–804.
- [23] Th-U. Règles, Fascicule 2: Matériaux, Centre Scientifique et Technique du Bâtiment CSTB, 2012

Acknowledgements

The authors thank Bernard Rothlisberger, technician in the FEMTO-ST Institute, for its help in preparing the samples.

Evaluation des performances thermo-aérauliques d'un bâtiment en climat tropical par simulation numérique : Cas de la Guinée Conakry

Mamadou Aliou II DIALLO^{1*}, Jérôme LE DREAU², Patrick SALAGNAC², Mamby KEITA¹

¹LEREA, Université Gamal Abdel Nasser de Conakry. Landréah, Dixinn, BP 1147 Conakry, Guinée

²LaSIE UMR 7356 CNRS, La Rochelle Université. Av. Michel Crépeau, 17042 La Rochelle, France

*(auteur correspondant : aliouombili@gmail.com)

Résumé : Dans ce travail, nous évaluons le comportement thermo-aéraulique d'un bâtiment à usage d'habitation dans une région de la Guinée Conakry. Le bâtiment étudié se trouve dans l'une des zones les plus chaudes de la Guinée (Haute Guinée), disposant selon la classification de Köppen d'un climat tropical sec, dit sud soudanien de savane (Aw), où l'amplitude thermique entre jour et nuit est d'une dizaine de degrés, avec un potentiel éolien important. L'étude est réalisée par simulation numérique en couplant un logiciel de thermique du bâtiment (Trnsys©) et un logiciel d'aéraulique (Contam©). Une approche multizone a été privilégiée. Une simulation sur trois jours de la semaine la plus chaude montre un nombre de degrés-heure d'inconfort important au sein du bâtiment ; les températures au niveau des combles avoisinent régulièrement 50 °C vers midi. Des solutions de rafraîchissement passif, comme la ventilation naturelle, le traitement radiatif de la toiture (Cool roof) ainsi qu'un couplage entre ces deux solutions, ont permis d'observer une réduction considérable de l'inconfort régnant dans l'enceinte du bâtiment.

Nomenclature

C coefficient de débit, $m^3 \cdot h^{-1} \cdot Pa^{-n}$
 P pression, Pa
 Q débit de ventilation, $m^3 \cdot h^{-1}$ ou $vol \cdot h^{-1}$
 T température, °C

Symboles grecs

ΔP variation de pression, Pa

Indices et exposants

conf confort

ext extérieur

n coefficient

op opérative

1. Introduction

Les bâtiments représentent dans le monde 30 à 40 % de la demande énergétique finale totale et sont également les plus grands consommateurs sectoriels d'électricité (42 %) [1]. Leur demande en énergie devrait même augmenter en Afrique du fait de la croissance démographique rapide, du taux d'urbanisation annuel de 3,5 % (le plus élevé du monde en développement ces vingt dernières années) et de la croissance économique prévisionnelle. La demande en énergie devrait augmenter de 50 % entre 2006 et 2030 [2].

En Guinée, selon le RGPH-3 (3^{ème} recensement général de la population et de l'habitat), la région administrative de Kankan (zone de la savane africaine) est la plus peuplée de la Guinée, devant la capitale administrative et économique Conakry. Cette explosion démographique engendre un développement notable des infrastructures dans la région. Cet accroissement de la population, en plus des températures élevées durant toute la saison sèche, est à l'origine d'un inconfort au niveau de l'habitat [3]. Bien que les réglementations thermiques ne soient pas largement répandues en Afrique, différentes investigations ont été menées en climat chaud et humide. Les études de Ouédraogo et al. [4], révèlent l'importance des besoins de refroidissement des bâtiments et préconisent entre autres la mise en place des protections

solaires jouant un rôle important sur la charge solaire. L'effet de la masse thermique et l'intérêt d'une construction légère en climat chaud et humide (Cameroun) ont été étudiés par Kemajou et Mba [5] ; les auteurs ont porté une attention particulière à l'emploi de matériaux entrant dans les habitudes architecturales de la population en comparaison aux habitats « modernes » en parpaings agglomérés creux en zone chaude. L'influence du revêtement de toiture a également été étudiée par Synnefa et al. [6], et des diminutions des charges de refroidissement de l'ordre de 30 à 65 % ont été observées pour les pays africains. Kaboré [7] a montré dans sa thèse l'influence des protections solaires au niveau des fenêtres dans un bâtiment au Burkina Faso ainsi que la nature et les propriétés des matériaux des parois externes et de la toiture (émissivité, absorptivité). Il conclut qu'avec une protection solaire efficace et une ventilation naturelle nocturne, on peut diminuer considérablement l'inconfort dans le bâtiment pendant les périodes chaudes.

Dans le cadre de cette étude, au vu du potentiel éolien et de l'amplitude thermique dans cette région de la Guinée (Kankan), des solutions passives (ventilation naturelle nocturne, traitement radiatif) sont explorées par simulation numérique afin d'évaluer le comportement thermo-aérodynamique d'un bâtiment « moderne » dans un climat tropical chaud et humide.

2. Caractéristiques de la zone d'étude : Kankan

La République de Guinée, située en Afrique occidentale (Figure 1a), couvre une superficie de 245 857 km². Elle est subdivisée en quatre régions naturelles (Figure 1b) à savoir la Guinée maritime, la moyenne Guinée, la haute Guinée et la Guinée forestière. La classification de Koppen définit le climat guinéen comme Aw et Am, respectivement « tropical de savane » et « tropical de mousson ». Elle est soumise à l'alternance de deux saisons (sèche, pluvieuse). La saison sèche dure généralement 7 à 8 mois avec des températures assez élevées. La zone d'étude Kankan se distingue particulièrement des autres par ses caractéristiques climatiques (forte amplitude thermique, potentiel éolien important).

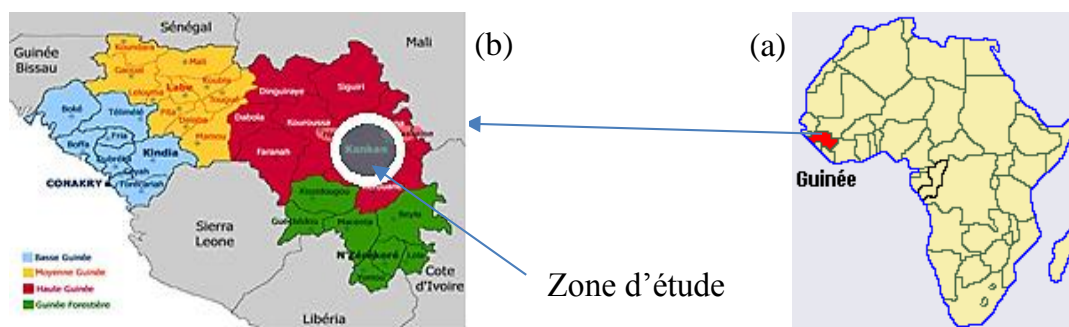


Figure 1 : (a) La Guinée en Afrique, (b) Régions de la Guinée

Les données climatiques relatives à cette étude sont issues d'une compilation de données horaires mesurées et choisies parmi les données entre 1961-1990 de manière à représenter une année « moyenne » [8].

A Kankan, les mois de mars et avril demeurent les plus chauds de l'année. Les températures atteignent régulièrement 40 °C à l'ombre (Figure 2). L'humidité relative moyenne pendant la saison pluvieuse avoisine 80 % (Figure 3). La direction sud-ouest du vent (Figure 4a) confirme la présence de l'Harmattan (vent venant du Sahara) pendant la saison sèche, avec un potentiel éolien important desséchant tout sur son passage. Pendant toute la période de l'année, il y a en général de forts ensoleillements de 10 à 15 heures. Il est plus important pendant les mois les plus chauds (mars-avril) (Figure 4b).

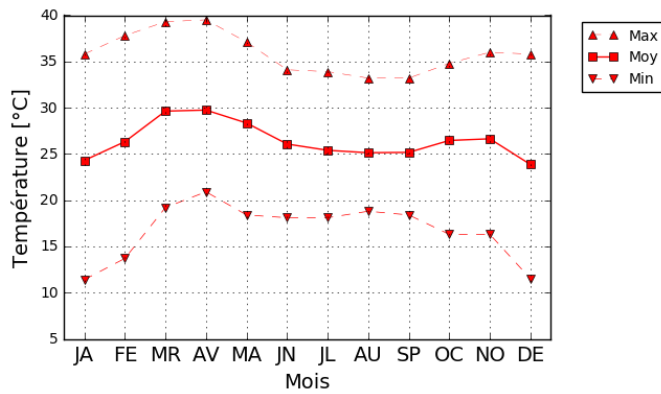


Figure 2 : Températures moyennes, minimum et maximum mensuelles

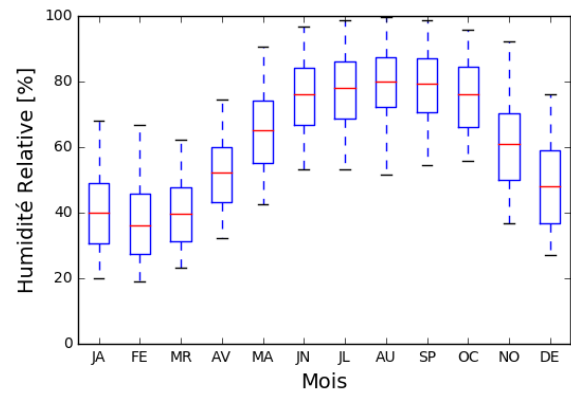


Figure 3 : Humidité relative

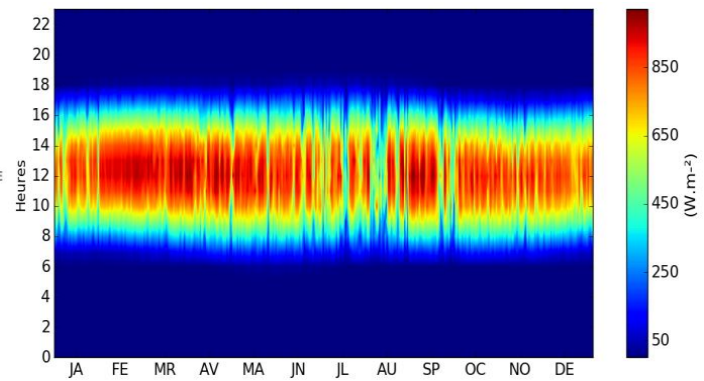
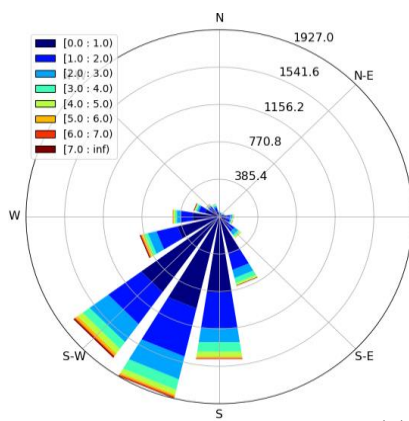


Figure 4 : (a) Rose des vents ; (b) Ensoleillement sur une surface horizontale

3. Présentation du bâtiment étudié

Le bâtiment étudié (112 m²) à usage d'habitation se situe dans la ville de Kankan. Il est composé de 3 chambres, 2 salles de bains, 1 salle à manger/salon et un couloir/entrée. Ce bâtiment est surélevé de 45 cm par rapport au sol. La cuisine s'effectue en extérieur. Le tout est surmonté d'un comble. Par la suite, ce bâtiment a été découpé en 8 zones thermiques (CH1 ; CH2 ; CH3 ; DGMT ; Sdb1 ; Sdb2 ; SALON ; COMBLES) en fonction des scénarios d'occupation et de l'orientation.

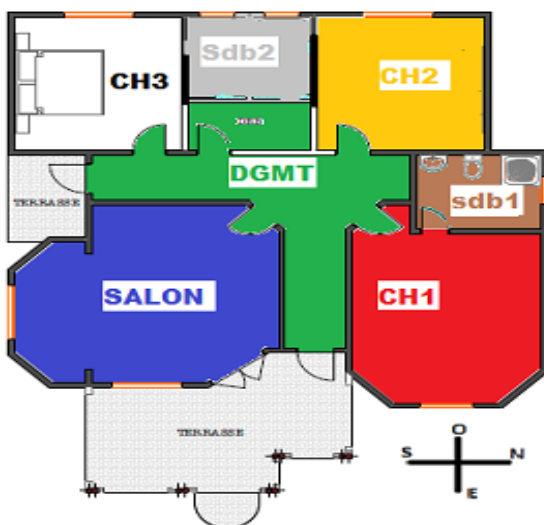


Figure 5 : Plan du bâtiment et zonage thermique



Figure 6 : Photo de la façade du bâtiment

Les murs extérieurs se composent d'un enduit-ciment extérieur de 20 mm et de parpaings de 20 cm d'épaisseur. Le plancher est une chape de béton d'épaisseur 5 cm, posée sur un sol en pierre naturelle d'épaisseur 15 cm. La hauteur sous plafond est de 2,8 m. Le plafond est composé d'une plaque d'OSB de 10 mm. La toiture est constituée d'une tôle métallique de 5 mm d'épaisseur. Les parois intérieures se composent d'un enduit de ciment intérieur de 15 mm et de parpaings de 20 cm d'épaisseur. Les menuiseries sont en simple vitrage d'épaisseur 5 mm avec un cadre en bois. La surface vitrée des fenêtres représente 80 % des surfaces verticales. La protection solaire offerte par l'avancée de toit au-dessus de la terrasse est prise en compte par la modélisation de deux masques solaires (un pour la zone SALON et un autre pour la zone DGMT).

Le bâtiment n'est ni chauffé ni climatisé. Il est ventilé naturellement par l'ouverture des fenêtres et les fortes infiltrations. Les différents scénarios d'ouvertures et de fermetures des fenêtres ainsi que les scénarios d'occupation et les charges internes dans le bâtiment sont pris en compte. Ils ont été établis suite à l'analyse du comportement d'occupants (2 personnes par chambre). Le bâtiment devient facilement une étuve lorsque les fenêtres sont fermées. Aussi, les habitants ouvrent les fenêtres lorsqu'ils sont présents, pour permettre une ventilation du bâtiment (Tableau 1).

Plages horaires	21 h à 6 h	6 h à 12 h	12h à 16 h	16 h à 21 h
CH1 - CH2	1	0	1	0
CH3	1	1	0	0
SALON	0	1	0	1

Tableau 1 : Scénario des ouvertures/présences (le nombre 0 indique fermé/absent et 1 ouvert/présent)

4. Modélisation

Pour évaluer les performances thermiques et aérauliques du bâtiment, un modèle multizone a été conçu à partir de Trnsys© [8] pour la partie thermique couplée de façon dynamique à Contam© [9] pour la partie aéraulique. A chaque pas de temps, le Type 56 (modèle de thermique du bâtiment) de Trnsys calcule la température de l'air intérieur de chaque zone à partir de la connaissance des caractéristiques thermiques du bâtiment, des charges et des débits de ventilation et d'infiltration, le type 97 (intégrant le couplage avec Contam) évalue quant à lui les débits d'air entre les zones intérieures et l'extérieur à partir des sollicitations extérieures et de la connaissance des températures intérieures. Les débits d'infiltration et de la ventilation naturelle sont induits par l'effet du vent et du tirage thermique. Les coefficients de pression du vent sur l'enveloppe sont déterminés pour chaque paroi en fonction de la vitesse et de l'angle d'incidence du vent sur celle-ci selon le modèle proposé par [10]. Pour simplifier l'étude aéraulique, une géométrie (Figure 7) légèrement différente de celle du zonage thermique (Figure 5) mais conservant les mêmes surfaces et volumes a été retenue. La protection solaire offerte par l'avancée de toit au-dessus de la terrasse est prise en compte par la modélisation de deux masques solaires (un pour la zone SALON et un autre pour la zone DGMT). Une année complète supplémentaire de mise en régime est utilisée pour initialiser le calcul. Les simulations sont conduites avec un pas de temps d'une heure. Les échanges aérauliques (infiltrations, ouvertures de fenêtres et échanges entre interzonaux) reposent sur la loi de conservation de la masse et les modèles d'ouverture sont représentés sous la forme suivante :

$$Q = C \Delta P^n \quad (1)$$

où Q est le débit volumique de l'air, C est le coefficient de débit d'air, ΔP est la différence de pression de part et d'autre de la paroi et n est un exposant caractéristique de l'écoulement pris à 0,67. Le débit d'infiltration a été fixé à $2 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ sous 4 Pa, ce qui correspond à des fenêtres

sans joint d'après la méthode 3CL-DPE. Chaque coefficient de débit est calculé en fonction de la surface correspondante.

Pour les portes et fenêtres, un modèle de grande ouverture est utilisé.

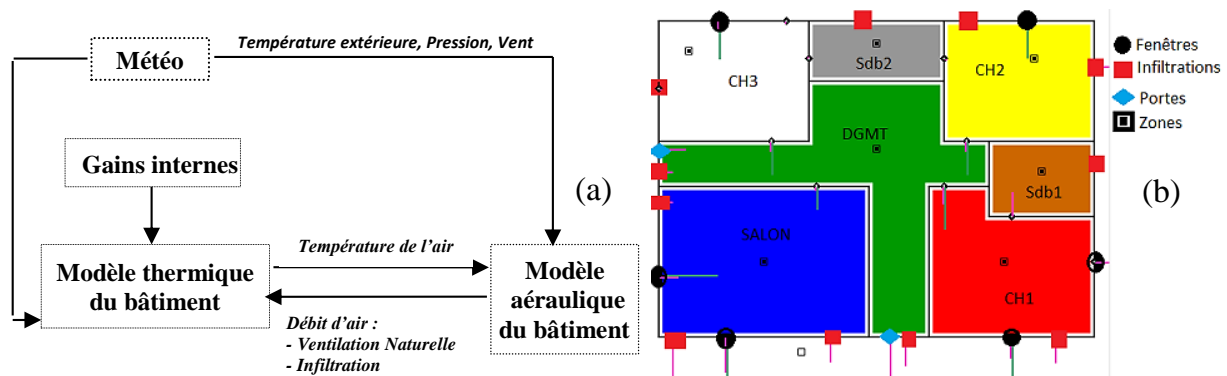


Figure 7 : (a) Couplage thermo-aéraulique ; (b) Modèle Contam

5. Résultats

5.1 Simulations obtenues sur le bâtiment de référence

Dans un premier temps, des simulations ont été réalisées afin d'évaluer les différentes températures des zones thermiques et les débits d'infiltration. Ce cas de référence considère que l'ensemble des ouvertures sont fermées. La ventilation est réduite à une simple infiltration calculée en considérant des fenêtres sans joint. Le coefficient d'absorption solaire de la toiture est de 0,6. Ce cas d'étude sera considéré comme la référence par la suite pour évaluer les performances des différentes techniques de rafraîchissement.

La simulation a été réalisée sur trois jours de la semaine la plus chaude de l'année, du 9 au 11 avril. Les différentes températures dans les zones habitables et dans le comble ont été déterminées à l'aide du couplage Trnsys-Contam (Figure 8). Certaines zones comme les combles peuvent atteindre des températures extrêmes (jusqu'à 50 °C). Le débit d'infiltration global obtenu est de $2 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ sous 4 Pa, ce qui correspond à un renouvellement d'air moyen de 0,2 vol/h dans les conditions étudiées (Figure 9).

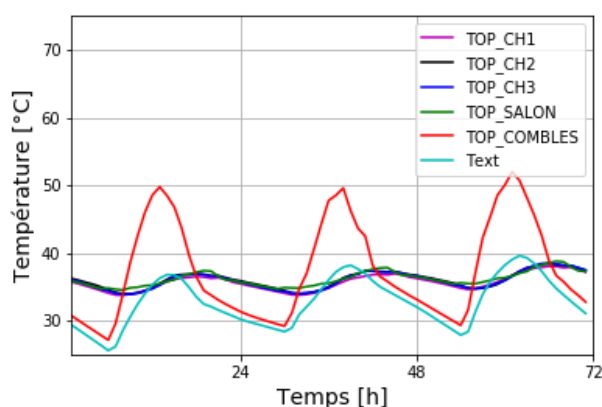


Figure 8 : Température opérative des zones

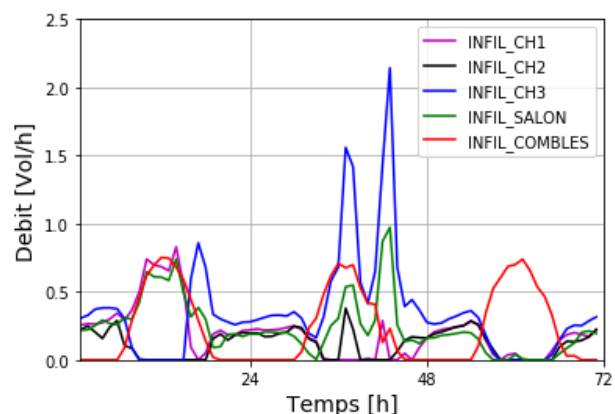


Figure 9 : Débits d'infiltration dans chaque zone

La température de confort T_{conf} , permettant de déterminer le nombre de degrés-heure d'inconfort annuel dans les différentes zones thermiques, a été calculée à partir de la

température extérieure glissante ($T_{air\ ext}$) de l'expression de De Dear [11], correspondant à la limite haute de la catégorie II du confort adaptatif, par la relation (2).

$$T_{conf} = 0,33 T_{air\ ext} + 18,8 \pm 2 \quad (2)$$

Les degrés-heure comptabilisés représentent l'écart entre la température à chaque heure de la journée en occupation et la température de confort. Le taux d'inconfort, quant à lui, est défini comme le rapport entre le nombre d'heures d'inconfort et le nombre d'heures d'occupation. Les résultats correspondants sont présentés dans le Tableau 2.

Zones	Nombre de degrés-heure d'inconfort [°C.h]	Nbre d'heure d'occupation [h] (a)	Nbre d'heure d'inconfort [h] (b)	Taux d'inconfort [%] (b/a)
CH1	1511	4015	1216	30
CH2	2374	4745	1502	32
CH3	1930	6205	1365	22
SALON	2335	2920	1447	50

Tableau 2 : *Inconfort dans le bâtiment de référence (simulation sur une année)*

Pour le bâtiment de référence, la moitié du temps passé dans le salon est inconfortable, cette hausse par rapport aux autres zones thermiques peut s'expliquer entre autres par l'orientation et par les gains internes (congélateur, TV, ordinateur). Dans les autres zones thermiques, le tiers du temps en moyenne reste également inconfortable.

La figure 10 présente le nombre de degrés-heure obtenu sur l'année pour deux pièces (Salon et Chambre 2). Les périodes d'inoccupation sont représentées en blanc. En ordonnées sont représentées les heures du jour et en abscisses les mois de l'année. On peut observer que les périodes d'inconforts dans la Chambre 2 (Figure 10a) se situent dans l'intervalle [Mars-Avril] et atteignent régulièrement 4°C.h d'inconfort, et cela même pendant la période nocturne. Les périodes d'inconfort au niveau du salon se situent en fin de journée et s'accroissent surtout au mois d'avril où un inconfort de 6 °C.h est noté.

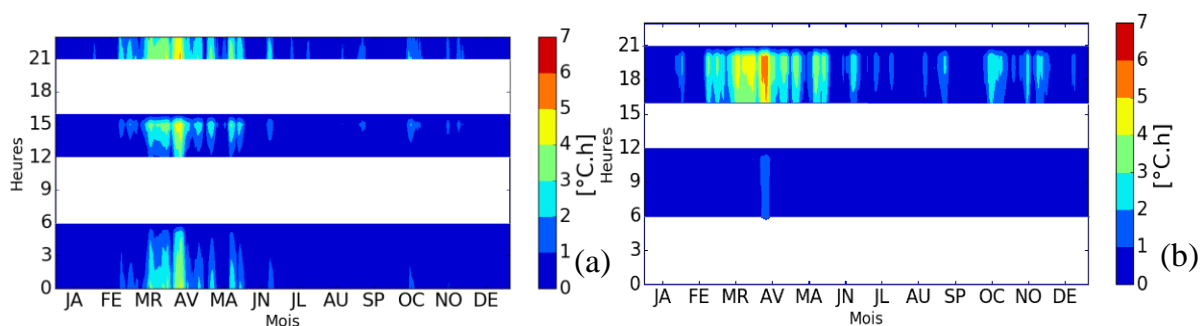


Figure 10 : *Evolution des degrés-heure d'inconfort sur une année dans la chambre 2 (a) et le salon (b)*

5.2 Techniques de rafraîchissement passif

Afin de refroidir le bâtiment de référence (REF), deux techniques de rafraîchissement passif ont été testées : la ventilation naturelle (VN) et le traitement radiatif des surfaces de toiture (CR) en utilisant des pigments (TiO_2 ...).

La ventilation naturelle est activée en ouvrant les fenêtres lors de la présence des occupants. Le débit de ventilation globale moyen dans le bâtiment passe de 0,2 vol/h à 3,2 vol/h. L'impact de ce débit traversant est présenté sur la figure 11a. On peut voir qu'en moyenne, la température de la chambre 2 diminue de 2 °C. L'ensemble des pièces sont ainsi refroidies d'environ 2 °C en moyenne à l'exception des combles.

La seconde technique de rafraîchissement a consisté à peindre la toiture à l'aide d'une peinture « cool » [12]. Le principe fondamental de ce type de traitement est de réduire les gains thermiques dus au rayonnement solaire en modifiant la réflectivité et l'émissivité thermique ambiante de la surface extérieure de la toiture. La surface extérieure de la toiture est peinte avec un matériau ayant un coefficient de réflexion solaire important, par ailleurs la chaleur stockée sera émise en grande quantité vers le ciel grâce à une valeur élevée de l'émissivité thermique ambiante. Dans l'exemple présenté, l'émissivité de grandes longueurs d'onde est de 0,9 et le coefficient d'absorption solaire (courtes longueurs d'onde) a été modifié afin de passer de 0,6 à 0,3. On peut noter sur la figure 11b que la température dans les combles a chuté en moyenne de 5 °C lors des pics de températures tandis que les températures des autres zones thermiques varient d'environ 1 °C (cas du salon par exemple).

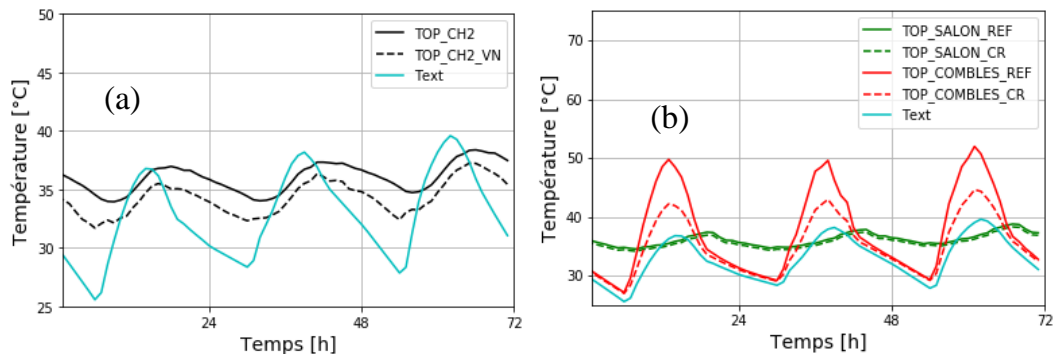


Figure 11 : (a) Impact de la ventilation naturelle, (b) Impact du traitement radiatif

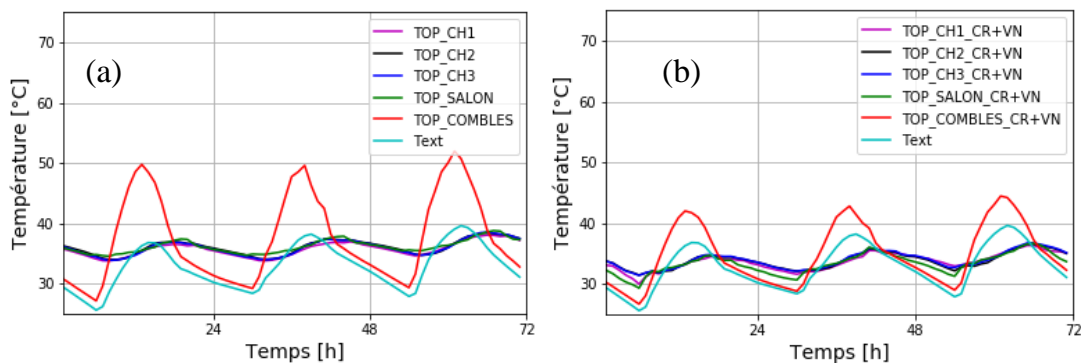


Figure 12 : (a) Température des zones bâtiment de référence, (b) Impact du couplage (CR+VN)

On aperçoit graduellement une différence entre les températures du bâtiment de référence et celles du bâtiment dans lequel on a employé les différentes techniques de rafraîchissement passif (CR+VN). En guise d'exemple, dans les CH1-CH2 (Tableau 3), de 30 % et 32 % respectivement de taux d'inconfort sur le bâtiment de référence, on aboutit à seulement à 4 % en combinant les deux techniques, les mêmes résultats sont observés dans les autres zones thermiques.

Zones	Degrés-heure d'inconfort [°C.h]				Taux d'inconfort [%]			
	Référence	CR	VN	CR + VN	Référence	CR	VN	CR + VN
CH1	1511	756	263	134	30	19	8	4
CH2	2374	1250	408	205	32	21	8	4
CH3	1930	1071	337	191	22	15	6	3
SALON	2335	1730	493	432	50	41	16	14

Tableau 3 : Inconfort dans le bâtiment pour différentes techniques de rafraîchissement

On peut noter par ailleurs des différences importantes de degrés-heure d'inconfort et de taux d'inconfort entre les chambres 2 et 3. Ces différences sont dues essentiellement à la direction du vent (sud-ouest) qui génère un fort débit d'infiltration dans la chambre 3 (Figure 9), offrant ainsi un rafraîchissement plus important. Le scénario d'occupation peut avoir aussi un impact. Concernant les différences entre les chambres 1 et 2, celles-ci s'expliquent par un nombre d'ouvertures plus élevé dans la chambre 1.

6. Conclusions

À travers l'étude d'un bâtiment d'habitation situé en climat tropical, nous avons montré l'intérêt des stratégies de rafraîchissement passif telles que la ventilation naturelle (VN) qui contribue à une forte réduction de l'inconfort de 1511 °C.h à 263 °C.h dans la chambre 1 et aux traitements « cool » (CR) qui permettent une diminution de 5 °C au niveau des combles. Pour une meilleure efficacité, la combinaison de ces techniques (CR+VN) est souhaitable, et permet d'assurer le confort thermique. Une diminution de plus 60 % du nombre de degrés-heure d'inconfort est ainsi obtenue dans l'ensemble des zones thermiques du bâtiment. Il serait intéressant d'explorer ultérieurement, d'autres techniques de rafraîchissement passifs ; par exemple l'impact des masques solaires...

7. Bibliographie

- [1] Katie Auth, Evan Musolino, Rapport d'étape sur les énergies renouvelables et l'efficacité énergétique de la CEDEAO, Worldwatch Institute ,86 pages (2014).
- [2] Iwaro, Mwasha, A review of building energy regulation and policy for energy conservation in developing countries (2010).
- [3] Les résultats préliminaires du 3e Recensement général de la population et de l'habitat (RGPH-3), effectué du 01 mars 2014 au 01 avril 2014.
- [4] Ouedraogo BI, Levermore GJ, Parkinson JB. Future energy demand for public buildings in the context of climate change for Burkina Faso (2012).
- [5] Kemajou, Mba, Real impact of the thermal inertia on the internal ambient temperature of the building in the hot humid climate: simulation and experimental study in the city of Douala in Cameroon (2012).
- [6] Synnefa, Santamouris, Akbari. Estimating the effect of using cool coatings on energy loads and thermal comfort in residential buildings in various climatic conditions (2007).
- [7] Kabore M., « Enjeux de la simulation pour l'étude des performances énergétiques de bâtiments en Afrique sub-saharienne », PhD, janvier 2015, Grenoble.
- [8] Klein S.A. et al. (2000), TRNSYS-Reference Manual, Solar Energy Laboratory, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI (USA).
- [9] G. N. Walton and W. S. Dols. Contam user guide. Technical Report nistir 7251, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, December 2010.
- [10] Malcolm Orme, Martin W. Liddament, Andrew Wilson. Numerical Data for Air Infiltration & Natural Ventilation Calculations (1998), p.82-100.
- [11] De Dear, R.J., Brager, G.S., 2002. Thermal comfort in naturally ventilated buildings: revisions to ASHRAE Standard 55. Energy and Buildings, Special Issue on Thermal Comfort Standards 34, 549–561.
- [12] Family R., Pinar Mengüç M., "Materials for Radiative Cooling: A Review", Procedia Environmental Sciences 38 (2017) 752 – 759

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier l'ambassade de France en Guinée (Conakry) par le biais de son Service de Coopération et d'Action Culturelle pour le financement de cette bourse d'études.

pySIP: an open-source tool for Bayesian inference and prediction of heat transfer in buildings

Simon Rouchier^{1*}, Loïc Raillon¹, Sarah Juricic¹

¹Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS, LOCIE, F-73000 Chambéry, France

*(Corresponding author: simon.rouchier@univ-smb.fr)

Abstract - This paper introduces pySIP, a python library for inference and prediction using stochastic state-space models in either a Bayesian or frequentist framework. Originally developed for building energy characterisation, the library allows estimating the parameters of physical models which may include uncertain processes represented by temporal Gaussian processes. A quick overview of the implemented methods is given here, along with three examples of application.

1. Introduction

The largest potential for energy savings in the building sector lies in the renovation of the older stock, and in the proper energy management of buildings with controllable HVAC (Heating, Ventilation, Air Conditioning) equipment. Both of these measures require a thorough prior knowledge of the dynamic energy performance of an observed building:

- Guaranteeing the performance of a building after renovation would be an efficient incentive for decision makers, but is still difficult to perform in practice. A necessary condition for a cost-effective refurbishment, adapted to each specific building, is to perform detailed diagnostics of its performance prior to picking solutions.
- If a calibrated model of a building is available, HVAC equipment can be optimally controlled to meet comfort criteria while drastically reducing energy consumption [1]

Estimating the real energy performance of a building from in-situ measurements is an inverse problem, that aims at calibrating a model of the thermal behaviour of the building using sensor and meter data. However, heat transfer in buildings is inherently difficult to predict, due to all influences that are simplified in building energy models: uncertain material properties; unknown air flow rate between rooms; radiative heat exchange between all surfaces; unpredictable occupant behaviour and windows opening schedule; shadings and interactions with other buildings... Solving inverse problems in this context is a challenge: modelling and measurement errors, parameters and inputs uncertainties, cannot be neglected or else model calibration results are highly erroneous. These constraints motivate the choice of Bayesian statistics and stochastic state-space models as a framework for parameter inference and prediction.

Several projects run in parallel have led to the development of common numerical tools. On the one hand, the BAYREB project (ANR 15-CE22-003) [2] investigates the potential of Bayesian inference applied to the diagnostics of existing buildings before their refurbishment. On the other hand, the HESTIA-DIAG project [3] aims to perform diagnostics of occupied buildings as well, and to train predictive models of dwellings in order to optimize the settings of controllable electric heaters. In both projects, data provided by in-situ sensors (room temperatures, energy meters, humidity and CO₂ concentration, weather data...) are used to train stochastic models of heat transfer in buildings and estimate some of their intrinsic properties

(heat loss coefficient, air tightness, heater efficiency, etc.) The prospects are that this knowledge may then help design either tailored refurbishment solutions, or model predictive control.

Within these projects, a Python library was developed, in order to share their findings and make their results reproducible. The library is named pySIP (python Stochastic state space Inference and Prediction) [4] and the present paper aims to highlight its main features. This package provides a Bayesian and frequentist framework for continuous time stochastic state-space models such as Resistor-Capacitor (RC) networks; parameter inference (batch and sequential); model prediction, validation and selection; and identifiability analysis. A library of stochastic state-space models representing heat transfers in buildings and temporal Gaussian processes, is included. Physical models and temporal Gaussian processes can be combined to form Latent Force Models in order to take into account unknown and unmeasured influences not included in the physical models.

The purpose of the library is also educational, thanks to its open-source nature. Its only dependencies are standard Python libraries, which makes it easier to understand and adapt to other practices.

2. Bayesian calibration of building energy models

2.1. Background: building energy characterisation

Before presenting the content of the library, let us show a very short overview of the types of models commonly trained for building performance characterization.

- Linear regression models are the basis for several characterisation methods that make use of data aggregated over long observation times. Main examples are the energy signature method [5] and the co-heating test [6].
- Time series models are suitable for either the prediction of energy use, or the characterisation of physical properties. Main examples are the ARX and ARMAX models [7], and the RC stochastic state-space models [8]
- Black-box models inspired from machine learning techniques can be trained on in-situ data for prediction purposes [9].

Detailed building energy models, run by simulation software such as EnergyPlus, are not an option for building energy characterisation, as these models would quickly run into identifiability issues.

2.2. Modelling

The pySIP library is based on two types of stochastic state-space models and their hybridization: "grey-box" **RC models** that carry physical meaning in their parameters, and "black-box" **Gaussian Process (GP)** time series models. Combining them results in **Latent Force models (LFM)**.

RC models are a popular choice among model calibration practitioners for their flexibility and physical basis. They can be represented as a continuous-discrete state-space model: a continuous-time state equation and a discrete-time measurement equation

$$d\mathbf{x}_t = (\mathbf{A}_p \mathbf{x}_t + \mathbf{B}_p \mathbf{u}_t) dt + \mathbf{Q}_p^{1/2} d\mathbf{w}_t \quad (1)$$

$$\mathbf{y}_k = \mathbf{C}_p \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_k \quad (2)$$

where t is the time variable, k are sampling instants. $\mathbf{x}_t \in \mathbb{R}^p$ is a state vector (typically we are predicting the evolution of p temperature points in the building), $\mathbf{u}_t \in \mathbb{R}^r$ is an input vector (such as r boundary conditions and heat sources), $\mathbf{y}_k \in \mathbb{R}^q$ is an output vector (for instance we are measuring $q = 1$ of the p calculated temperatures). \mathbf{v}_k is a q -dimensional white noise process with covariance matrix $\mathbf{R} \in \mathbb{R}^{q \times q}$ and \mathbf{w}_t is a p -dimensional standard Wiener process with scaling matrix $\mathbf{Q}_p \in \mathbb{R}^{p \times p}$. It is a way to account for model uncertainty in predictions: without it, the model is considered unbiased, which is almost always a false assumption [11].

$\mathbf{A}_p \in \mathbb{R}^{p \times p}$, $\mathbf{B}_p \in \mathbb{R}^{p \times r}$, $\mathbf{C}_p \in \mathbb{R}^{q \times p}$ are respectively the state, input and output matrices.

Gaussian Processes (GP) are a type of non-parametric models used in machine learning applications [12]. In time series analysis, Gaussian Processes are used for learning input-output mapping, e.g. $y = f(t)$ where the time t is the input of the function. The dissertation [14] provides insights on the connection between temporal GP models and stochastic differential equations describing the evolution of the process over the temporal domain. Covariance functions can be represented in terms of a dynamical model (the GP prior) and measurement model of the form:

$$d\mathbf{f}_t = \mathbf{A}_g \mathbf{f}_t dt + \mathbf{Q}_g^{1/2} d\mathbf{w}_t \quad (3)$$

$$y_k = \mathbf{C}_g \mathbf{f}_k + \mathbf{v}_k \quad (4)$$

where $\mathbf{f}_t = (f_1(t), \dots, f_m(t))$ contains p stochastic processes. The system is defined by the state matrix \mathbf{A}_g , the scaling matrix \mathbf{Q}_g and the initial state covariance matrix $\mathbf{P}_0 = \text{var}(\mathbf{f}_0)$; the model (3-4) is a special case of the model (1-2) with no input vector.

Latent Force models (LFM) can be seen as hybrid models that contain a first-principle physical model part and a non-parametric GP model part. They are used for learning and stochastic control in physical systems which contain unknown input signals. These unknown signals are modeled as GP's with certain parameterized covariance structures. The Latent Force Model is obtained by combining the physical state-space (1-2) and the Gaussian process state-space (3-4) [15]:

$$d\mathbf{x}_t = (\mathbf{A}_p \mathbf{x}_t + \mathbf{B}_1 \mathbf{C}_g \mathbf{f}_t + \mathbf{B}_p \mathbf{u}_t) dt + \mathbf{Q}_p^{1/2} d\mathbf{w}_t \quad (5)$$

$$d\mathbf{f}_t = \mathbf{A}_g \mathbf{f}_t dt + \mathbf{Q}_g^{1/2} d\mathbf{w}_t \quad (6)$$

$$\mathbf{y}_k = \mathbf{C}_p \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_k \quad (7)$$

where $\mathbf{B}_1 \in \mathbb{R}^{p \times q}$ is the input matrix for the latent forces.

Users of the pySIP library may choose the level of physical meaning to be assigned to their models: training a purely RC model may be sufficient to predict a system observed in controlled, well-known conditions. However, all the phenomena and boundary conditions are seldom known or measured, which can bring a bias to the physical interpretation and the prediction of the estimated model. In this case, the Latent Force Model can be used to model these unknown input signals (latent forces).

2.3. Learning

The pySIP package proposes several training options that are applicable to any of the state-space models mentioned above. Let us denote θ the vector of unknown parameters of the selected model, and $\mathbf{y}_{1:T}$ the data recorded during a measurement period of T points. All the information available in the data is summarized in the likelihood function $p(\mathbf{y}_{1:T}|\theta)$. The prior belief on the parameters, before considering any data, is modeled by the prior distribution $p(\theta)$.

The posterior distribution, which contains all the statistical information about $p(\theta)$, is obtained by the product of the likelihood and the prior distribution, e.g. $p(\theta|\mathbf{y}_{1:T}) \propto p(\mathbf{y}_{1:T}|\theta)p(\theta)$. Two frameworks are available for estimating the parameters and their confidence intervals:

- In the frequentist approach, the likelihood is assumed to outweigh the prior distribution as the number of observations increases. Hence, for a Gaussian likelihood function, the posterior distribution can be characterized by only one point estimate, e.g. the mean is given by the maximum likelihood estimate and the confidence intervals by the curvature at this location. In pySIP, this is done by using a quasi-Newton method with the BFGS approximation.
- In the Bayesian approach, the posterior distribution is estimated by a Markov Chain Monte-Carlo (MCMC) algorithm. These methods generate a sequence of samples $\{\theta_n, n \in 1 \dots N\}$ which approximates the posterior. The contribution of the subjective knowledge introduced by the prior distribution $p(\theta)$ can be directly observed on the posterior distribution. The main Bayesian training method implemented into the pySIP package is the second order Metropolis-Hastings [16]

The quasi-Newton method and the second order Metropolis-Hastings use the likelihood function and the gradient which are computed thanks to the Kalman filter and the sensitivity equations.

On-line Bayesian parameter estimation can be performed by the Sequential Monte Carlo (SMC) algorithm, which is an adaptation of particle filtering for state variables [17]. The parameter estimates are updated every time a new observation becomes available. This allows observing the influence of each data point on the confidence of results. Applications of this method to on-line building energy characterization are shown in [18, 19].

2.4. Validation and identifiability assessment

Due to the ill-posedness of inverse problems, and the various sources of uncertainty inherent to building energy simulation, calibrated models must pass some tests for validation. These tests are necessary to ensure that a model is generalizable to new datasets, and that their parameters can be interpreted as representative of true physical values.

Several tools are available within the pySIP library to assist users in the appropriate model selection:

- An overly simplified model may overlook phenomena that have a significant influence on the measured output. Ensuring that this is not the case is done by checking for the auto-correlation function of prediction residuals and for the cross-correlation function of residuals with inputs [8].
- An overly complex model has redundant or non-identifiable parameters. The relevance of parameters may be checked by statistical tests such as the χ^2 test and the profile likelihood.
- Different criteria, depending on the framework, are available to check the convergence of the fitting algorithm and to assess the performance of the estimated model: Akaike Information Criterion, Bayes Information Criterion, likelihood ratio, etc.

3. Examples

3.1. Characterisation of a controlled test building



Figure 1 : Experimental facility at INES

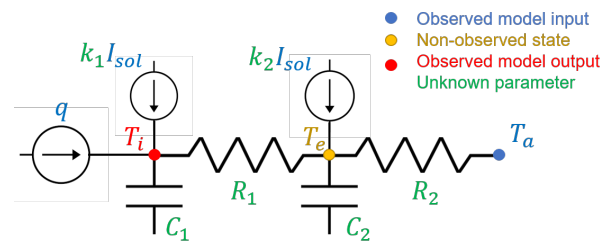


Figure 2 : Example of 2R2C model for building characterisation

The first example of application is the characterisation of an experimental test cell shown on Fig. 1. The facility was monitored for several measurement sequences of 4 days each at the INES test site. Fig. 2 shows an example of RC model that may be implemented in state-space form, for the inference of the thermal properties of the test cell. Model inputs are the indoor heat input q , ambient temperature T_a and solar irradiance I_{sol} ; the output is the indoor temperature T_i , which is aimed to match measurements by adjusting parameter values. The envelope temperature T_e is predicted (it belongs to the vector of states \mathbf{x}) but not observed.

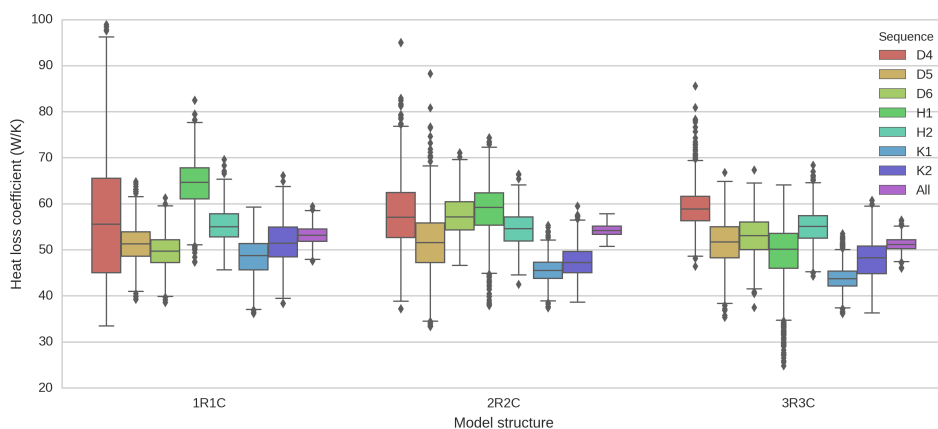


Figure 3 : Heat loss coefficient estimated by several models and several measurement sequences

The detailed methodology and results of this study are explained in [11]. The robustness of several RC models was investigated by comparing their estimates over several separate measurement sequences. Some of these results are shown by Fig. 3: three different models were used, each of which was trained using seven measurement sequences of four days each. Each box plot displays an approximation of the posterior probability distribution of the heat loss coefficient of the test facility. The point of the study is to show the robustness of the estimation, which is otherwise not guaranteed when modelling errors are neglected.

3.2. Gaussian process

The second example of application is the regression of a time series with a Gaussian Process. We consider a simple function:

$$f(t) = \sin(12t) + 0.66 \cos(25t) + w(t) \quad (8)$$

where the input of the function t is the time and $w(t)$ is a white noise process, e.g. $w \sim \mathcal{N}(0, 0.01^2)$. Input-output training data, $\{(t_1, y_1), \dots, (t_n, y_n)\}$, have been generated by evaluating the function with $n = 20$ input values randomly selected from $t \sim \mathcal{N}(0, 1)$; the noisy training samples are represented by the small vertical black lines in Fig. 4.

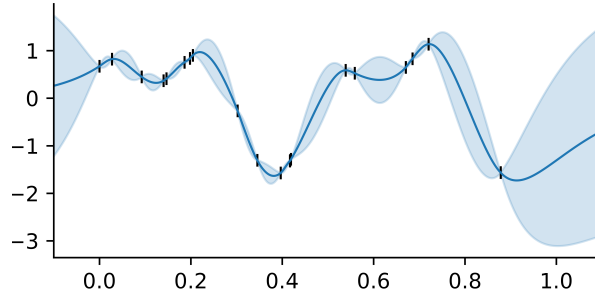


Figure 4 : Gaussian Process regression with the Matérn covariance ($\nu = 3/2$). The estimated mean is represented by the blue line and the 95% credible intervals by the shaded region

The prior information over the function (8) is encoded by the Matérn covariance function with smoothness parameter, $\nu = 3/2$, which has the stochastic differential equation representation [14] given in Eq. (1-2)

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\lambda^2 & -2\lambda \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 4\lambda^2\sigma^2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C} = (1 \ 0), \quad \mathbf{P}_\infty = \begin{pmatrix} \sigma^2 & 0 \\ 0 & \lambda^2\sigma^2 \end{pmatrix}$$

where $\lambda = \sqrt{3}/\ell$ with, ℓ the characteristic length-scale (or characteristic time), σ the magnitude parameter, and \mathbf{P}_∞ is the stationary state covariance, which is also the prior state covariance for stationary model, e.g. $\mathbf{x}_0 \sim \mathcal{N}(0, \mathbf{P}_\infty)$. These three hyper-parameters are learned from training, as would be physical parameters in an RC model.

The state-space representation allows to solve the inference problem sequentially by forward Kalman filtering and backward Rauch-Tung-Striebel smoothing [13]. The results from the regression are shown in Fig.4 where the parameters $(\lambda, \sigma, \mathbf{P}_\infty)$ have been estimated by maximizing the likelihood function.

3.3. On-line parameter estimation

The third example is the on-line characterisation of the Round-Robin Test Box experimental test cell, which was used within the IEA EBC Annex 58 [20] for testing and validating model calibration methods. In [19], a period of 6 days of measurements was used to demonstrate on-line parameter estimation, i.e. the estimation of a new posterior distribution every time a new data point becomes available. This study uses RC models of the same type as shown in Sec. 3.1. to estimate physical properties. Measurements are shown by Fig. 5 and results of the estimation of the heat loss coefficient are shown in Fig. 6. This method allows directly observing the pace at which parameter estimates narrow down to more confident distributions, as heat input sources (indoor heating and solar irradiance) are introduced.

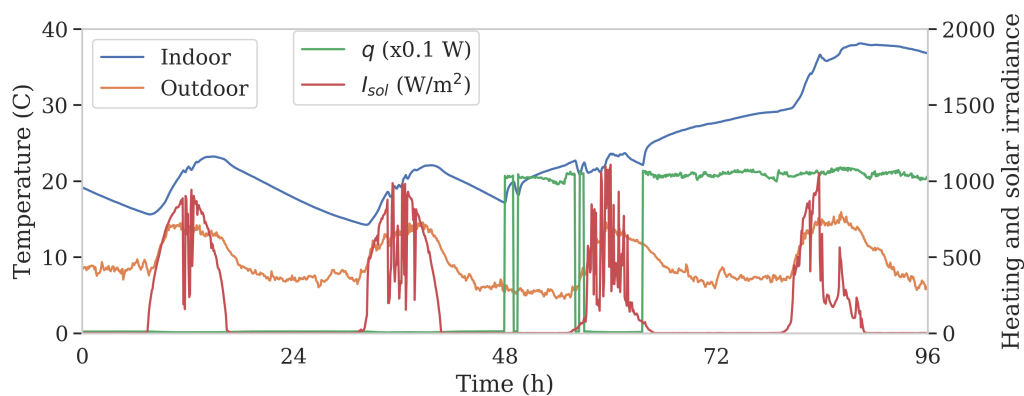


Figure 5 : Sequence of measurements for the online characterisation study

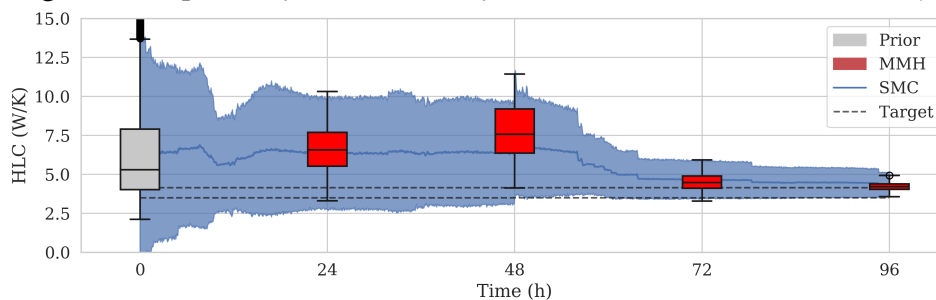


Figure 6 : Evolution of the Heat Loss Coefficient posterior distribution, estimated in real time (SMC) and compared to batch estimation (Marginal Metropolis-Hastings MMH)

4. Conclusion

The pySIP library proposes inference and prediction using stochastic state-space models in either a Bayesian or frequentist framework. Originally developed for building energy characterisation, the library allows estimating the parameters of physical models which may include uncertain processes represented by temporal Gaussian processes. Three examples are given here: the characterisation of the thermal properties of an experimental building; the calibration of a temporal Gaussian process model; the on-line thermal characterisation of an experimental test box.

Due to a wide range of uncertain influences (weather, occupants, construction properties...), solving inverse problems in building physics is particularly challenging. The objective of the projects that led to the development of pySIP is to disaggregate physical properties of buildings, which should be explained by physical models, from stochastic or unobserved processes, which are expected to be picked up by the "black-box" component of hybrid LFM models. Ongoing development will reveal whether this disaggregation is possible, and how much missing information may be reconstructed.

References

- [1] Oldewurtel, F., Parisio, A., Jones, C. N. *et al.* Use of model predictive control and weather forecasts for energy efficient building climate control, *Energy and Buildings*, 45 (2012), 15-27.
- [2] ANR-15-CE22-0003 BAYREB. *Approche Bayésienne pour l'audit énergétique et l'optimisation de la réhabilitation des bâtiments existants*. <https://locie.github.io/bayreb/> (2016)
- [3] Projet HESTIA-DIAG, Fonds Régional Innovation Auvergne Rhône-Alpes (2018)

- [4] python Stochastic state-space Inference and Prediction. <https://github.com/locie/pySIP>
- [5] Rabl, A. and Rialhe, A. Energy signature models for commercial buildings: test with measured data and interpretation, *Energy and buildings*, 19 (1992), 143-154.
- [6] Bauwens, G., and Roels, S. Co-heating test: A state-of-the-art, *Energy and Buildings*, 82 (2014), 163-172.
- [7] Jiménez, M.J., Madsen, H. and Andersen, K.K. Identification of the main thermal characteristics of building components using MATLAB, *Building and Environment*, 43-2 (2008), 170-180.
- [8] Madsen, H. and Holst, J. Estimation of continuous-time models for the heat dynamics of a building, *Energy and buildings*, 22-1 (1995), 67-79.
- [9] Zhang, Y., O'Neill, Z., Dong, B. and Augenbroe, G. Comparisons of inverse modeling approaches for predicting building energy performance, *Building and Environment*, 86 (2015), 177-190.
- [10] Shumway, R.H. and Stoffer, D.S. *Time series analysis and its applications*, Springer Texts in Statistics (2006).
- [11] Rouchier, S., Rabouille, M. and Oberlé, P. Calibration of simplified building energy models for parameter estimation and forecasting: stochastic versus deterministic modelling, *Building and Environment*, 134 (2018), 181-190.
- [12] Rasmussen C.E. and Williams C.K.I *Gaussian Processes for Machine Learning*, MIT Press (2006).
- [13] Särkkä, S. *Bayesian filtering and smoothing*, Cambridge University Press (2013).
- [14] Solin, A. et al., *Stochastic differential equation methods for spatio-temporal Gaussian process regression*, Aalto University (2016).
- [15] Särkkä, S., Alvarez, M.A. and Lawrence, N.D. Gaussian Process Latent Force Models for Learning and Stochastic Control of Physical Systems, *IEEE Transactions on Automatic Control*, (2018).
- [16] Raillon, L., and Ghiaus, C. An efficient Bayesian experimental calibration of dynamic thermal models, *Energy*, 152 (2018), 818-833.
- [17] Kantas, N., Doucet, A., Singh, S.S., Maciejowski, J., Chopin, N. On Particle Methods for Parameter Estimation in State-Space Models, *Statistical Science* 30-3 (2015) 328-351.
- [18] Raillon L., Ghiaus C. Sequential Monte Carlo for states and parameters estimation in dynamic thermal models, *Building Simulation 2017 conference* (San Francisco, USA).
- [19] Rouchier, S., Jiménez, M.J. and Castaño S. Sequential Monte Carlo for on-line parameter estimation of a lumped building energy model, *Energy and Buildings* (in press)
- [20] Jiménez M.J. *Reliable building energy performance characterisation based on full scale dynamic measurements. Report of subtask 3, part 1: Thermal performance characterization based on full scale testing - description of the common exercises and physical guidelines*. International Energy Agency, EBC Annex 58 (2016)

Acknowledgements

The authors would like to thank the French National Research Agency (ANR) for funding the BAYREB research project (ANR-15-CE22-0003), and the Auvergne Rhône-Alpes region for funding the HESTIA-DIAG project.

Thème 14

Biothermique, environnement

Applications de WFDS à des expérimentations de feux de végétation à l'échelle du laboratoire . . .	821
Hygrothermal Comfort of Neonates Nursed inside Incubators	831

Applications de WFDS à des expérimentations de feux de végétation à l'échelle du laboratoire

Solange FERRIERE*, Alexis MARCHAND, Lucas TERREI, Zoubir ACEM et Anthony COLLIN

Laboratoire Energies Mécanique Théorique et Appliquée, Université de Lorraine, CNRS
2 Avenue de la forêt de Haye – TSA 60604 - 54518 Vandœuvre-lès-Nancy - France

*(auteur correspondant : solange.ferriere@univ-lorraine.fr)

Résumé - Cette communication présente des simulations numériques de la propagation d'un incendie de végétation à l'échelle du laboratoire à l'aide du logiciel de calcul WFDS (Wildland-Urban Interface Fire Dynamics Simulator). Ces dernières sont comparées aux résultats des vitesses de propagation obtenus lors d'expériences menées sur la plateforme PROMETHEI (Plateforme de Recherche Opérationnelle en METrologie THERmique dédiée aux Essais Incendies) du LEMTA (Laboratoire Energies Mécanique Théorique et Appliquée). L'objectif de ce travail est de fournir une nouvelle validation du code WFDS à l'échelle du laboratoire pour permettre son utilisation dans le cadre de l'analyse des transferts de chaleur au sein des feux de végétation.

1. Introduction

Chaque année, les feux de végétation ont un impact important sur le plan économique, écologique et humain. Dans le monde, de nombreux pays sont touchés par ces phénomènes dits « naturels ». En 2018, la Suède a vu en un mois 25 000 hectares de végétation disparaître, soit deux fois la superficie de Paris. Aux Etats-Unis, les feux de forêts ont ravagé plus de 650 000 hectares dans les états de l'ouest (de l'état de Washington au Nouveau-Mexique), mobilisant plus de 30 000 sapeurs-pompiers en un seul été. 62 000 hectares ont été également incendiés à Paradise dans le Siera Nevada (état de Californie). Ce dernier a donné lieu à la destruction de dizaines de milliers d'habitations et a occasionné 85 décès. En France, ces incendies impactent chaque année en moyenne 30 000 hectares de végétation. Le changement climatique pose également la problématique de la multiplication de ces grands incendies dévastateurs.

L'étude des feux de végétation nécessite à la fois la compréhension de nombreux phénomènes aussi bien physiques (transferts thermiques, écoulement des gaz, ...) que chimiques (phénomène de pyrolyse, combustion, ...) et la prise en compte de données spatio-temporelles. L'ensemble des modèles développés au cours des dernières années forme un large panel [1-3] allant de la modélisation purement physique (modèle de combustion, équation de transports, équation de transfert radiatif, modèle de turbulence ...) à la modélisation purement empirique (corrélation généralement obtenus par la réalisation d'un grand nombre d'expériences).

Parmi les logiciels intégrant les modèles physiques, on distingue le logiciel de calcul WFDS (Wildland-Urban Interface Fire Dynamics Simulator). WFDS est une extension du logiciel FDS (Fire Dynamics Simulator) développé par le NIST (National Institute of Standards and

Technology) couramment employé dans le domaine de l'ingénierie de la sécurité incendie et notamment par la communauté scientifique [4-7] dans le domaine des feux de végétation.

WFDS permet de réaliser des simulations des grandes structures de la turbulence (modèle SGS ou LES) avec l'hypothèse d'un faible nombre de Mach pour étudier la combustion de la biomasse [4-7]. WFDS fournit des informations sur la vitesse des gaz, les concentrations des différentes espèces chimiques modélisées, le champs température, la chaleur dégagée par la combustion, les mesures de transferts thermiques (convection et rayonnement) et les pertes en masse du combustible au cours de la propagation d'un incendie de végétation. Il est à noter que le temps de calcul associé à ce type de modèle est très important et ne permet pas d'être utilisé à l'heure actuelle lors de missions de lutte contre l'incendie par les opérationnels. Ces données servent généralement à mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués lors de la propagation.

La complexité de la modélisation de ces incendies est liée aux différents sous-modèles qui sont utilisés et de l'importance de la phase de validation du code calcul. Cette dernière consiste en la comparaison entre les prédictions numériques et les résultats expérimentaux. Il est alors nécessaire de réaliser des expériences de propagation dans des configurations différentes (variation du vent et de la pente, type de végétation, présence d'obstacle ...) afin d'obtenir une multitude de cas de validation du modèle. Mell *et al.* [7] ont comparé les résultats obtenus avec WFDS dans le cas des expériences effectués par Cheney [8-9] à l'échelle du terrain. Plus récemment Terrei *et al.* [10] proposent une validation du modèle de WFDS dans le cadre des incendies à l'interface forêt-habitat.

L'objectif de cette communication est de proposer une validation du logiciel de calcul WFDS dans le cas de feux de végétation à l'échelle du laboratoire. Au cours de ces dernières années, de nombreuses expériences de propagation ont été réalisées sur la plateforme expérimentale PROMETHEI du LEMTA. Cette plateforme fournit des conditions quasi-idéales avec un contrôle des caractéristiques du combustible (frisure de bois), des dimensions de la surface du lit de combustible, des conditions d'allumage, du vent et de la pente. Dans cette étude, 45 expériences de feu de végétation sont présentées sans effet de pente ni de vent pour différentes largeurs du lit de combustible.

Le papier est scindé de façon à présenter le dispositif expérimental et les résultats obtenus, les simulations numériques réalisées avec WFDS et enfin, la comparaison entre WFDS et les expériences. Une application au PPRIF (Plan de Prévention du Risque Incendie de Forêt) est également proposée en fin de communication.

2. Résultats expérimentaux

2.1 Dispositif expérimental

Lit de combustible - Les expériences ont été réalisées sur une table à brûler métallique de 4 m x 3 m.

Métrologie - Une métrologie par caméras visibles a été développée pour mesurer la propagation d'un incendie de végétation sur la plateforme PROMETHEI. Cette méthode, non intrusive, permet d'obtenir de nombreuses informations sur la géométrie du front de flamme et sa dynamique de propagation. Deux caméras visibles (Le165MP de chez Lumenera) situées de part et d'autre de la table filment la propagation du front de flamme (avant et arrière). Les caméras sont positionnées en hauteur sur des mâts afin d'observer toute la zone de propagation. Ici, seuls les résultats obtenus avec la caméra faisant face au front avant sont présentés.

Combustible - Cette étude ne concerne que la frisure de bois en tant que combustible. Avant chaque expérience la frisure de bois est divisée en plusieurs zones pour favoriser une distribution spatiale homogène. Plusieurs échantillons de frisure sont également prélevés avant chaque expérience afin de mesurer la teneur en eau présente dans le combustible. La charge (masse surfacique) utilisée au cours de ces essais est de 0,5 kg/m².

Conditions environnementales - Avant chaque manipulation, la température et l'humidité relative ambiantes sont relevées. Les expériences ont été réalisées dans des conditions diverses de températures (entre 5 °C et 35 °C) et d'humidité (entre 40 % et 90 %).

Expériences - 45 expériences de propagation ont été réalisées avec pour objectif d'étudier l'effet de la largeur du lit de combustible sur la propagation. Les largeurs sont comprises entre 0,5 m et 3,5 m avec une longueur constante de 2 m. Pour chaque largeur, l'expérience est répétée 4 fois. Les résultats ne prennent pas en compte la phase d'accélération du front de flammes délimitée à une zone de 50 cm après l'allumage (Cf. Figure 1). De plus, une expérience avec une coupure de végétation (représentée par disque de rayon de 50 cm sans végétation au centre du lit) a également été réalisée. Dans ce cas, la surface de végétation est de 3,8 m de largeur et 3 m de longueur. Cette expérience s'inscrit dans l'étude des Plans de Prévention des Risques d'Incendies de Forêts (PPRIF).

2.2 Traitement des images

Une méthode de traitement d'image a été développée afin de reconstruire le front de flammes au cours du temps à partir des images enregistrées par les caméras visibles. Une première étape consiste à extraire les pixels correspondant au contour du front de flamme (avant ou arrière) à l'aide d'une méthode de segmentation. Ensuite, un algorithme de Transformation Direct Linéaire (méthode "DLT") transpose les pixels détectés vers un plan réel à l'aide de repères physiques positionnés sur la table à brûler [12]. Les points du front de flamme sont alors interpolés par un polynôme du second degré afin de déterminer la position centrale du front. La vitesse de propagation est alors déduite à partir de cette position au cours du temps (le front est supposé symétrique et la position centrale est proche de la position la plus avancée du front de flammes).

2.3 Résultats

La vitesse de propagation (ou couramment appelé ROS soit Rate of Spread) a été estimée pour chaque expérience. La figure 3 présente le ROS en fonction de la largeur. La vitesse de propagation évolue avec la largeur jusqu'à atteindre un régime asymptotique pour une largeur

supérieure à 2 m. Au-delà de cette valeur seuil, la dynamique du front de flamme reste constante.

3. Résultats numériques

L'objectif est d'estimer les vitesses de propagation à l'aide du logiciel de calcul WFDS. Au total, 5 simulations numériques WFDS ont été effectuées dont 4 pour les différentes largeurs du lit de combustible (0,5 m, 1 m, 2 m et 3 m) et une pour le cas de la coupure de végétation (PPRIF). La hauteur du domaine est de 1,5 m, soit environ 5 fois la hauteur de flammes. La surface de végétation est positionnée à 0,5 m des limites du domaine afin de limiter les effets de bord. La résolution spatiale est uniforme selon les trois directions avec une discrétisation spatiale de $\delta = 2$ cm pour l'étude de l'effet de la largeur et de $\delta x = 3,3$ cm, $\delta y = 2$ cm et $\delta z = 2$ cm pour l'étude du PPRIF. Cette taille de maille a été choisie pour avoir un bon compromis entre temps de simulation et discrétisation spatiale. La configuration numérique est représentée sur la figure 2 dans le cas d'une largeur de lit de 2 m. Un travail futur s'intéressera à la convergence du maillage sur les données de propagation. Le pas de temps est contrôlé par le nombre de Courant compris entre 0,8 et 1,0. La discrétisation temporelle utilise un schéma Runge-Kutta du 2^{ème} ordre. Les conditions aux limites sont de type "ouvertes" sauf pour la surface du lit de combustible. Les différents paramètres physiques utilisés sont regroupés dans le tableau 1 [11]. L'estimation de la chaleur de combustion provient de Mell *et al.* [6] dans le cas d'un combustible bois. Le temps de calcul pour la simulation d'une largeur de 3 m est d'environ 261 h avec 15 cœurs.

Hauteur végétation [m]	Surface volume ratio [m-1]	Densité combustible [kg/m ³]	Bulk Density [kg/m ³]	Teneur en eau du combustible [%]	Teneur en résidus carbonneux [%]	Chaleur de combustion [kJ/kg]	Taux maximal de dégradation [kg/m ³ /s]
0.087	14600	519	5.0	12	31	17700	0.3

Tableau 1 : Paramètres physiques utilisés pour les simulations WFDS

Afin de reconstruire la vitesse de propagation et la position du front de flammes lors des simulations numériques, la température des gaz a été extraite au centre du lit de végétation par des capteurs espacés de 5 cm dans le sens de propagation.

4. Comparaison

4.1 Effet de la largeur

La figure 4 compare les résultats des ROS expérimentaux au ROS estimés par WFDS. Les résultats numériques et expérimentaux sont proches pour les différentes largeurs avec un écart relatif maximal de 8,1 %. D'autres simulations seront réalisées pour des largeurs plus faibles et

plus grandes afin de consolider cette première comparaison (à 0,25 et 3,5 m). L'influence des paramètres physiques estimés sur la propagation devra également faire l'objet d'une analyse de sensibilité.

4.2 Application au PPRIF

Dans cette partie, une comparaison qualitative est réalisée sur l'avancée du front flamme à deux temps différents, $t=0$ s et $t=100$ s, pour le cas de la propagation avec une coupure de végétation. Le front de flamme est représenté à l'aide du champ de température dans le plan XY au-dessus de la végétation (en $Z=0,1$ m). Il est à noter que le temps $t=0$ s est défini comme étant le temps auquel la position centrale du front de flamme atteint la position $Y=1$ m. Les comparaisons sont données par les figures 5 et 6. Les images, extraites de l'interface graphique Smokeview, montrent que WFDS reproduit assez correctement la géométrie du front de flammes au passage de la coupure au cours du temps. De plus, la position du front de flamme au cours du temps semble être en bon accord avec les positions relevées expérimentalement (figure 6).

5. Présentation des figures



Figure 1 : *Exemple d'une propagation*

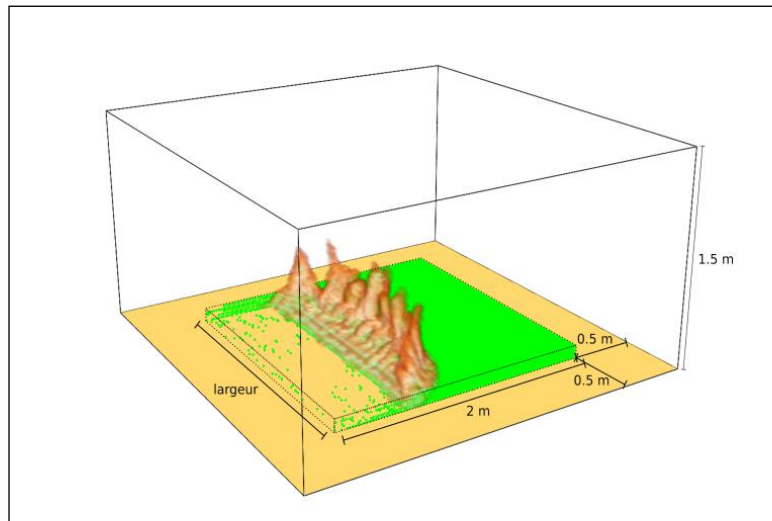
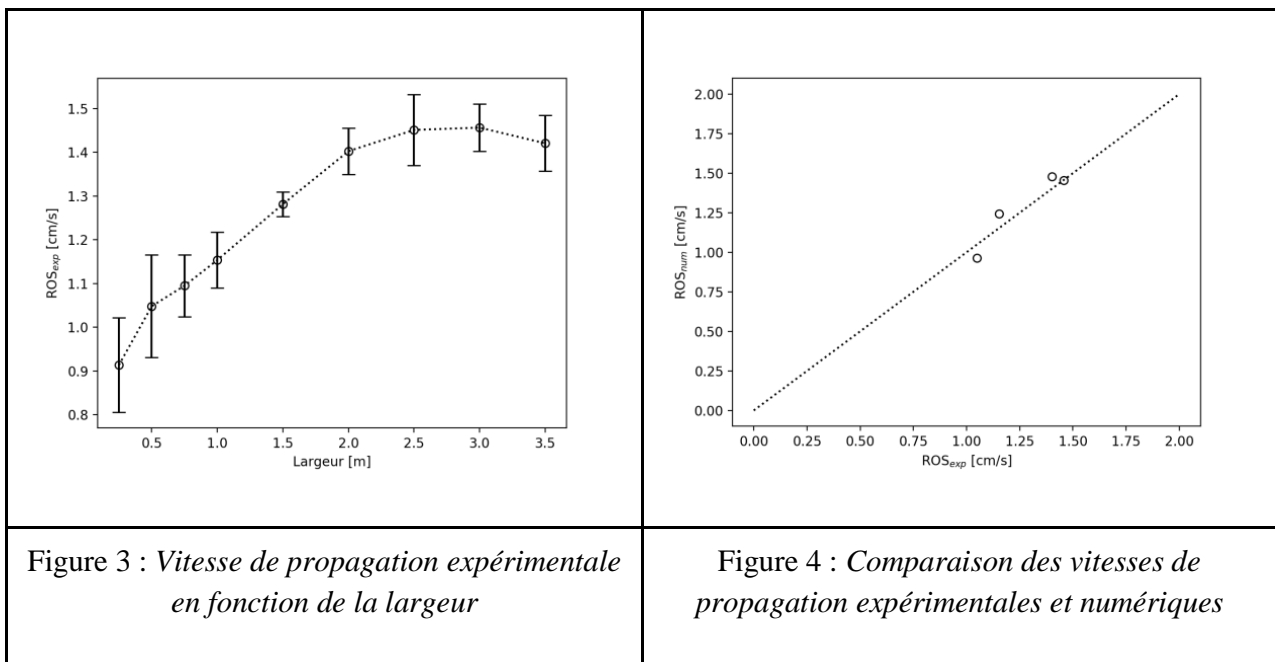


Figure 2 : Configuration numérique dans WFDS



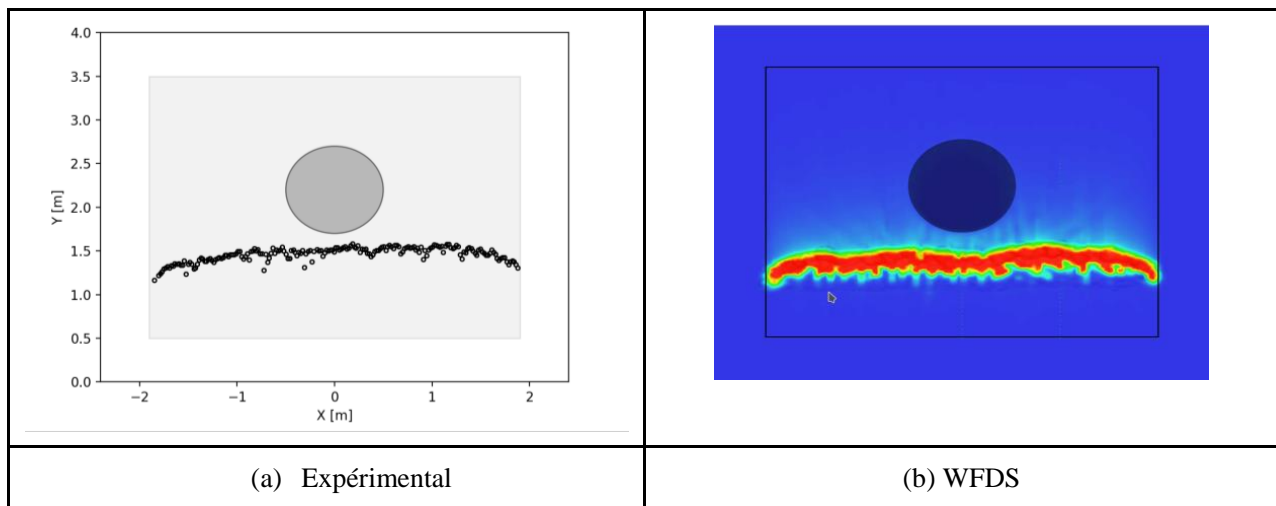


Figure 5 : Positions du front de flamme avant, dans le cas de la configuration PPRIF à $t = 0$ s

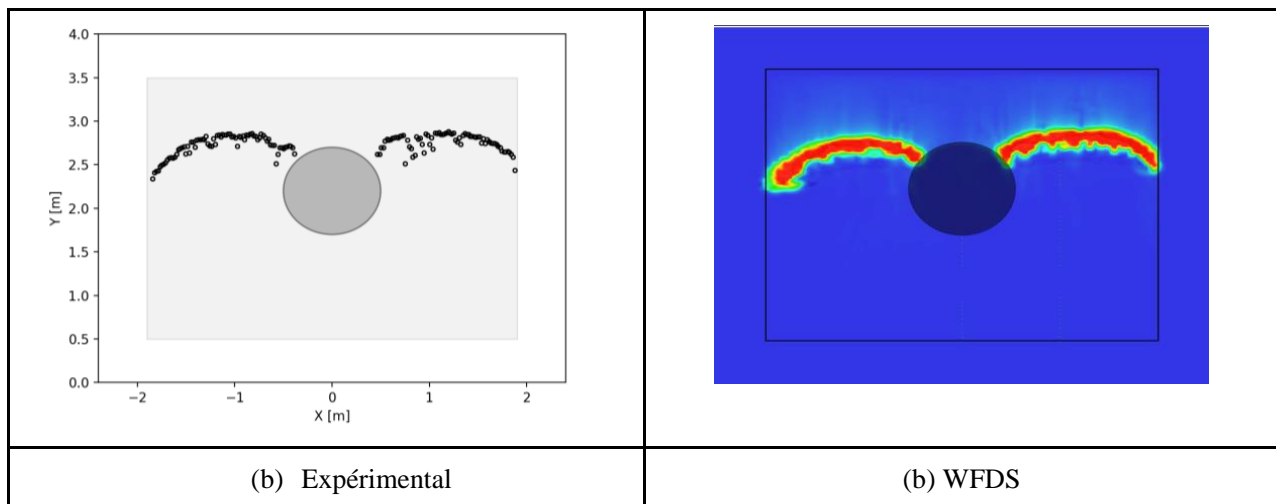


Figure 6 : Positions du front de flamme avant, dans le cas de la configuration PPRIF à $t = 100$ s

Conclusion

Plusieurs expériences de propagation d'incendie à l'échelle du laboratoire ont été utilisées dans le cadre de notre validation de WFDS. Celles-ci s'intéressent à l'effet de la largeur du lit de végétation pour de la frisure de bois sur la vitesse de propagation d'un incendie. Les résultats montrent que la vitesse de propagation dépend de la largeur jusqu'à atteindre une valeur de largeur seuil estimée à 2 m pour une charge de combustible de $0,5 \text{ kg/m}^2$. Parallèlement, des simulations numériques ont été effectuées à l'aide du logiciel de calcul WFDS. Dans cette communication la comparaison se focalise sur la vitesse de propagation du front de flamme. Les simulations numériques reproduisent assez bien les vitesses de propagation expérimentales pour une charge de combustible constante. Les travaux en cours proposeront une comparaison

des données lors de modifications de la charge (kg/m^2) du combustible sur un lit de dimensions données.

Ce premier travail sera prochainement approfondi pour inclure une comparaison sur la géométrie du front de flamme obtenue avec WFDS. De plus, une étude de la convergence du maillage sera également réalisée. Par la suite, la base de donnée expérimentale sera agrandie par des expériences de propagation focalisées sur les effets du vent et/ou de pente sur la vitesse de propagation. Sur le plan numérique, WFDS sera également utilisé afin de mieux comprendre les échanges thermiques entre le front de flammes et la végétation dans différentes configurations de vent et/ou pente.

Bibliographie

- [1] A. L. Sullivan. Wildland surface fire spread modelling, 1990–2007. 1: Physical and quasi-physical models. *International Journal of Wildland Fire*, 18(4), 2009, pp 349-368.
- [2] A. L. Sullivan. Wildland surface fire spread modelling, 1990–2007. 2: Empirical and quasi-empirical models. *International Journal of Wildland Fire*, 18(4), 2009, pp 369-386.
- [3] A. L. Sullivan. Wildland surface fire spread modelling, 1990–2007. 3: Simulation and mathematical analogue models. *International Journal of Wildland Fire*, 18(4), 2009, pp 387-403.
- [4] D. Castle, W. E. Mell and F. J. Miller. Examination of the wildland–urban interface fire dynamics simulator in modeling of laboratory-scale surface-to-crown fire transition. In ‘8th U.S. National Combustion Meeting proceedings’, 19–22 May 2013, Combustion Institute, Park City, UT, USA. pp 3710–3722.
- [5] Y. Perez-Ramirez, W. E. Mell, P-A. Santoni, Tramoni, J-B. and F. Bosseur. Examination of WFDS in Modeling Spreading Fires in a Furniture Calorimeter, *Fire Technology*, Volume 53, Issue 5, 2017, pp 1795–1832.
- [6] W. Mell, A. Maranghides, R. McDermott and S.L. Manzello. Numerical simulation and experiments of burning douglas fir trees, *Combustion and Flame*, 156, (10), 2009, pp 2023-2041.
- [7] W. E. Mell, M A. Jenkins, J. Gould, P. Cheney. A Physics-Based Approach to Modeling Grassland Fires, *International Journal of Wildland Fire*, 16(1), 2007, pp 1-22.
- [8] N. P. Cheney, J. S. Gould, W. R. Catchpole. The influence of fuel, weather and fire shape variables on fire spread in grasslands. *International Journal of Wildland Fire*, 3, 1993, pp 31–44.
- [9] N. P. Cheney, J. S. Gould. Fire growth in grassland fuels. *International Journal of Wildland fire*, 5, 1995, pp 237–247.

[10] L. Terrei, A. Lamorlette and A. Ganteaume. Modelling the fire propagation from the fuel bed to the lower canopy of ornamental species used in wildland–urban interfaces. *International Journal of Wildland Fire*, 28(2), 2019, pp 113–126.

[11] E. Pastor, A. Àgueda, J. Andrade-Cetto, M. Muñoz, Y. Pérez et E. Planas. Computing the rate of spread of linear flame fronts by thermal image processing. *Fire Safety Journal*, 41, 2006, pp 569–579.

[12] A. Marchand, S. Ferriere, A. Collin, P. Boulet, Z. Acem, F. Demeurie and J–Y. Morel. Experimental fire spread database: experiments with wood shaving at laboratory scale. *Fire Safety Journal*. Submitted.

Remerciements

Ce projet est soutenu par l'université de Lorraine via l'accès au cluster EXPLOR (Ensemble de Calcul Scientifique Pour la Lorraine) (<http://explor.univ-lorraine.fr>).

Hygrothermal Comfort of Neonates Nursed inside Incubators

Aziza Hannouch¹, Thierry Lemenand¹, Khalil Khoury², Charbel Habchi^{3*}

¹LARIS EA 7315, Polytech Angers, UNIV Angers, 49000 Angers, France

²Lebanese University, Faculty of Engineering, 1003 Hadath, Beirut, Lebanon

³Notre Dame University - Louaize, Thermofluids Research Group, 1200 Zouk Mosbeh, Lebanon

*(Corresponding author: charbel.habchi@ndu.edu.lb)

Abstract - Body temperature of healthy adults and infants is approximately constant independent of ambient temperature and humidity and varying level of activity. This is the result of thermoregulatory control system that balances metabolic heat production and heat loss. Meanwhile, preterm and sick neonates have unassertive capacity of metabolic heat production and evaporation. This leads to difficult thermoregulatory capacity in newborn infants. Therefore, enhancing the hygrothermal comfort of neonates nursed in incubators or radiant warmers is crucial for their survival. Several methods are used in order to analyze dry and latent heat losses from neonates. These methods range from theoretical modeling to computational simulations and experimental studies. The main indicators are the metabolic heat generation, skin and core body temperatures. In this paper, we present the recent advances in the analysis of the hygrothermal comfort for neonates nursed inside incubators to shed light on an important issue which connects biomedical engineering and pediatric medicine to thermal sciences.

Nomenclature

c	thermal capacity, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	<i>Greek symbols</i>	
h_r	radiation heat transfer coefficient, $W.m^{-2}.K^{-1}$	α	geometry factor
h_c	convection heat transfer coefficient, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ρ	density, $kg.m^3$
q	rate of heat transfer, W	<i>Index and exponent</i>	
r	radius, m	i	tissue number
T	temperature, K	bl	blood
w	perfusion rate, kg/s		

1. Introduction

There are mainly two technologies to maintain thermal comfort for neonates: incubators and radiant warmers. Incubators consist on closed environment in which controlled warm air circulates around the neonate skin. Meanwhile, radiant warmers (known also as panda warmers) are open devices in which a radiant heating element is placed horizontally above the neonate who is lying on a bed. The main advantage of the radiant warmer, relative to incubators, is that they allow medical staff to have easy access to the baby during critical period. On the other hand, the neonate is subjected to ambient disturbances and to possible infections. Moreover, these devices can cause an increase in the evaporative heat loss due to the intense radiant heating and the difficulty in controlling humidity. This is caused by the thin and permeable neonate skin [1]. It is worth to note that incubators are more frequently used while radiant warmers are mostly used during labor and delivery. Hence, infant incubators are essential tools to provide thermal comfort for neonates especially premature and sick infants. The complex heat transfer process in these systems combines convection, conduction, thermal radiation and evaporation. Incubators are used since 1860 in order to maintain an optimal thermal environment for the neonate [2].

Several studies were conducted in the open literature to evaluate the dry and latent heat losses from neonates nursed inside incubators. These studies are classified in three main categories:

- Bioheat modeling and thermoregulation: where multisegmental mathematical models are considered in order to analyze the bioheat transfer in the neonate body and to determine its thermal responses to ambient conditions [3–5].
- Numerical simulations of dry and heat losses from neonate using the computational fluid dynamics (CFD) technique which is based on the finite volume method to discretize the Navier-Stokes and energy equations. The aim of this method is to optimize existing devices and to design new techniques aiming to enhance the thermal comfort of neonates inside the incubators [6–8].
- Experimental study using cohort of human neonates or thermal manikins in order to evaluate convection, radiation and evaporation heat transfer coefficients and thermal balance in preterm neonates [9–12]

The aim of the present review paper is to review the different techniques used to study heat losses and thermoregulation of neonates nursed in infant incubators and to shed light on areas where more research and development is needed.

2. Theoretical Modeling

Thermoregulation and bioheat modeling in newborn babies is fundamental for better understanding of the interaction between the neonate body and its environment. Most bioheat models are based on the blood perfusion model proposed by Pennes [13]. This model was initially developed to evaluate the temperature radial distribution in the human forearm tissues and brachial arterial blood and to compute the rate of heat transfer to the forearm which depends on the tissues metabolic heat production and the blood flowrate. Pennes [13] assumed steady-state process and constant thermophysical properties and considered one-dimensional conduction in cylindrical coordinate system with uniform metabolic rate. Lakhssassi *et al.* [14] modified later on the Pennes model to include the thermal dependence of thermophysical properties such as thermal diffusivity ($\alpha = k/\rho c_p$) and perfusion rate. The obtained analytical solution is useful to analyze the thermal behavior of living tissues which are crucial for measurement of thermal parameters, reconstruction of temperature field, thermal diagnosis and treatment and the implementation of smart devices. Several studies in the open literature modified the Pennes bioheat model to suite their applications such as Weizhong *et al.* [15], Gupta *et al.* [16], Lillicrap *et al.* [17]. Despite all controversies and criticism about Pennes bioheat model, most mathematical analyses in bioheat transfers are based on this model.

A thermal modeling using a multi-node mathematical model of the thermoregulatory system of newborn infant was carried out by Pereira *et al.* [4] who used seven compartments to model the infant. This model consists of a spherical part, representing the head, and six cylindrical parts, which represent the thorax, abdomen, arms and legs. Each compartment is composed of several layers. The bioheat transport equation (Eq. (1)) adapted from Pennes [13]) within the tissues was modeled along with the interactions with the environment.

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} + \frac{\alpha}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \dot{q}_{m,i} + K_i \rho_{bl} c_{bl} w_{bl,0_x} (T_{bl,a} - T_i) \quad (1)$$

In this equation the index i represents the tissue type, bl represents the blood. The coefficient α is a geometry factor ($\alpha = 1$ for cylindrical coordinates, $\alpha = 0$ for spherical coordinates). $w_{bl,0_x}$ is the blood perfusion (1/s), $T_{bl,a}$ the temperature of the arterial blood, K is a countercurrent factor. The left hand side corresponds to the heat storage in the tissue. The

first term to the right hand side corresponds to the conduction inside the layers, the second term $\dot{q}_{m,i}$ is the volumetric heat generation by metabolism and the last term is for the convection with the blood circulating through the arteries. Heat and mass transfer with the environment were considered as boundary conditions. The results obtained by Pereira *et al.* [4] were first validated against experimental data obtained by Hammarlund *et al.* [18] in thermal neutrality conditions for 19 newborn of 39 week gestational age. The measurements were performed while the infant is placed inside the incubator in which the temperature is kept constant and humidity varies between 20% to 65%. Similar results were obtained compared to Hammarlund *et al.* [18] with a mean core temperature difference between measurements and simulations around 0.25°C and a mean skin temperature around 0.36°C.

3. Computational Simulations

Amezzane *et al.* [19] used CFD simulations to study the airflow, heat transfer and CO₂ transport in neonate incubator. A simplified model was used, where the infant is represented by a phantom model, which corresponds to a baby of 3 kg and surface area of 0.195 m² according to Dubois *et al.* [20] formula. The phantom model has an opening to simulate the respiratory airway, which has a prescribed constant mean flow velocity of 1.3 m/s. Steady state simulations are carried out using the RNG $k - \epsilon$ turbulence model. Boussinesq approximation was used to account for buoyancy. All other thermophysical properties are assumed constant. Radiation heat transfer and conduction are neglected and the CO₂ fraction introduced during the exhalation process is 4%. Amezzane *et al.* [19] found that the near skin temperature reaches values around 33°C, which are relatively lower than acceptable threshold which is around 37°C especially that neonates are nude inside incubators.

Ginalski *et al.* [21] performed more elaborated numerical simulations for dry heat loss from two different baby manikins lying in Caleo Drage Incubator [22]. The first is small manikin with a mass of 900 g and the second is large with a mass of 1800 g. The $k - \omega$ SST turbulence model was considered with low Reynolds number correction. Radiation was modeled using the Discrete Ordinates model (DO). Boussinesq approximation was used to account for buoyancy effects. The results obtained numerically by Ginalski *et al.* [21] were compared to those obtained experimentally by Elabbassi *et al.* [10]. Figure 1 compares the total dry heat losses, *i.e.* by convection and radiation, obtained for both manikins. The numerical results are almost 20% lower than those obtained experimentally. This discrepancy in the results could be caused by the different types of incubators used in experimental and numerical studies which could affect the boundary conditions. However, the same trends could be observed where the dry heat loss decreases with increasing ambient air temperature since the neonate will lose less heat in warm environment.

Enhancing neonatal comfort inside incubator is a great challenge. Many methods are proposed in the open literature [7]. Hannouch *et al.* [8] used a simplified geometry of an incubator with a phantom model for neonate body consisting of combination of primitive geometries. Steady state simulations were carried out using the $k - \omega$ SST turbulence model. Boussinesq approximation was used to account for buoyancy and the thermal radiation was modeled using the Discrete Ordinates (DO) model. The baby skin temperature was assumed uniform and constant at 36°C. Two cases were studied: without a heated mattress (adiabatic mattress) and with a heated mattress having a uniform heat flux equal to 5 W/m². This value of heat flux was chosen to avoid mattress temperatures higher than 37°C. Hannouch *et al.* [8] calculated the heat balance for both cases. It is found that without using a heated mattress Δq was around -5 W, which means that the neonate is losing heat. Meanwhile, this value was decreased to -0.13 W which means that the heat added by the mattress was beneficial to avoid cold stress.

Ginalski *et al.* [21] analyzed numerically the respiration process of a newborn infant with oxygen hood. The oxygen hood is usually used to help sick neonates for respiration. The $k - \epsilon$ turbulence model was used. The simulations are performed for 25 minutes respiration process. It is concluded that the CO_2 dissipated quickly which confirms that the oxygen hood is efficiently ventilated and provides the required amount of oxygen to the neonate. This type of studies helps to determine the optimum location of oxygen sensor for example in order to monitor the respiration rate of neonates.

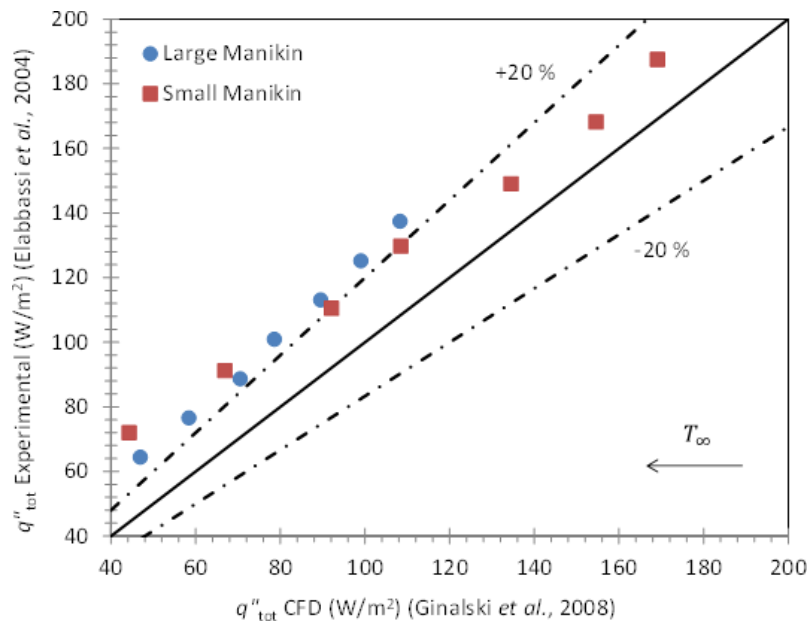


Figure 1: Comparison of experimental [10] and CFD [21] results for total dry heat loss (the curve is based on data from references [21] and [10])

4. Experimental Studies

Experimental studies on heat losses from neonates can be classified into two main categories: clinical studies on newborn infants and experimental studies on thermal manikins. Mainly, manikins are used to determine the heat transfer coefficients for convection, radiation, conduction and evaporation. These parameters are then used to determine the metabolic rate for instance.

The main objective of experimental studies on dry heat losses from anthropomorphic thermal manikins is to provide suitable correlations and expressions for the convective and radiative heat transfer coefficients and for the mean radiant temperature. Moreover, using thermal manikins is beneficial to compare different systems used for neonatal thermal comfort. In this section we discuss the different methods used to obtain these parameters.

Wheldon [23] used three postures heated manikin that correspond in weight (3.3 kg) and body surface area (0.23 m^2) to that of a newborn baby, in order to study the convective and radiant heat loss from a baby inside the incubator. Conduction heat losses are neglected in this study. Due to the complexity of the baby body shape, the manikin was simplified for the three postures: foetal, relaxed and spread-eagle. Electrical heating was used to mimic the metabolic heat generation. The surface was painted matt black to have an emissivity of 0.98 close to that of real skin. The surface temperature was measured using 137 thermocouples. Incident radiation was measured at ten positions over the surface using a miniature thermopile radiometer. Air temperature was measured using nine thermocouples connected in parallel and suspended uniformly around the manikin.

The mean values of convective and radiation heat transfer coefficients obtained by Wheldon [23] are summarized in Table 1. As shown in this table, both h_c and h_r increase

from foetal to relaxed to spread-eagle posture except that same h_c is obtained in relaxed and spread-eagle postures. It is worthy to note here that a simplified equation for T_r was used and it reads:

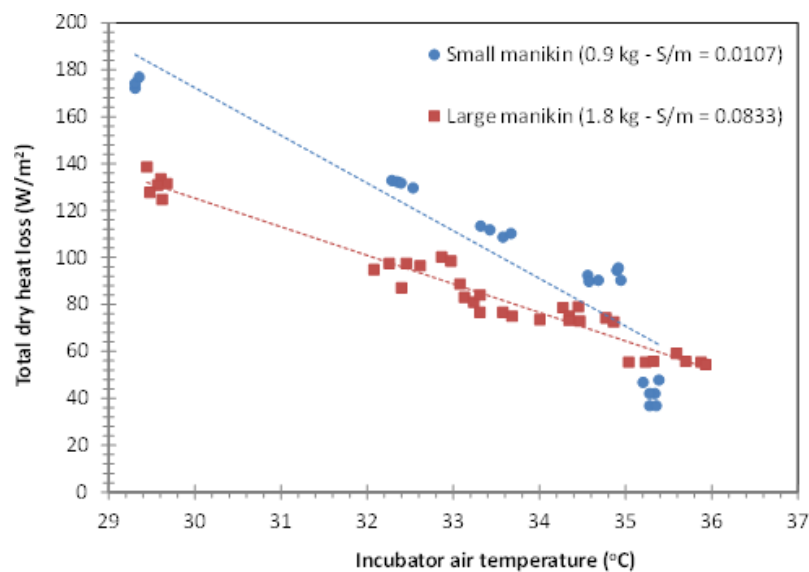
$$T_r = 1.43 + 0.761T_a + 0.169T_{room} \quad (2)$$

where T_r is the radiant temperature, T_a the air temperature and T_{room} the room temperature.

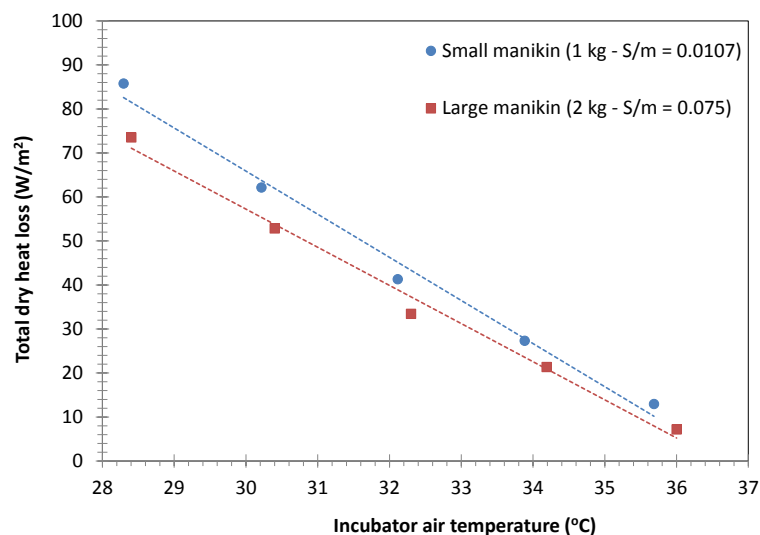
	h_c (W/m ² .K)	h_r (W/m ² .K)	$h_c + h_r$
Foetal	4	3.1	7.1
Relaxed	5.4	3.7	9.1
Spread-eagle	5.4	4.9	10.3

Table 1: Convective (h_c) and radiative (h_r) heat transfer coefficients [23]

Dry heat loss from anthropomorphic newborn manikin was also studied by Elabbassi *et al.* [10] where they compare two body sizes representing a small preterm infant of 900 g and a larger preterm infant of 1800 g with respective surface area of 0.086 m² and 0.15 m². The six segment manikin is cast in copper and painted matt black with a surface emissivity of 0.95. The temperature in each segment is controlled separately by using a simple model of Proportional Integral and Derivative (PID) regulator. The heating is provided by separate resistance wires. The skin temperature at different locations was measured using eight thermocouples covered by aluminum foil. The values obtained by Elabbassi *et al.* [10] for the two manikins are shown in Figure 2 (a), and are compared to those obtained by Sarman *et al.* [24] plotted in Figure 2 (b). Linear regression is used to fit the experimental data for both cases. It is shown that the smaller manikin exhibits higher heat losses than the larger one especially at low incubator air temperature by more than 20% for the cases studied by Elabbassi *et al.* [10] and between 14 and 22% for the cases studied by Sarman *et al.* [24]. However, this difference vanishes when the incubator air temperature reaches around 35 to 36°C. In fact, these results are in good agreement with the fact that the heat losses increase with increasing surface area to mass ratio (S/m) [25]. The difference in the results between Sarman *et al.* [24] and Elabbassi *et al.* [10] could be related to the difference in the manikin geometries and the heating methods as well as to the experimental techniques used in the studies.



(a)



(b)

Figure 2: Total dry heat loss on small and large manikins obtained by (a) Elabbassi et al. [10] and (b) Sarman et al. [24]

5. Conclusion

This paper presents a review of the different methods used to model and analyze bioheat transfer and thermoregulation in neonatal intensive care units especially incubators. Bioheat transfer models range from multi-node mathematical one dimensional modeling to finite element simulations of complex neonate body obtained from 3D scanning method. The aim is to provide an insight into the heat losses from neonates and body-environment interaction under different ambient conditions, namely air temperature and humidity. These models can predict the skin and core temperature during both thermal neutrality and transient clinical processes. The heat and mass transfer coefficients needed by these mathematical models are obtained from numerical or experimental studies performed mainly on thermal anthropomorphic manikins.

In future studies, development of remote sensing methods such as infrared thermography, camera based photoplethysmography, laser Doppler anemometry, will be studied to reduce the wires in intensive care units and to avoid disturbance of preterm and sick neonates [26,27]. Moreover, more efforts will be done on integrating artificial intelligence, smart controllers, adaptive and predictive monitoring [28–30].

References

- [1] E. Bell, Infant incubators and radiant warmers, *Early Hum. Dev.* 8 (1983) 351–375.
- [2] S.N. Sreenath, S. Kumar, H.S. Lohit, M. Student, Design of an Infant Incubator for Cost Reduction and Improved Usability for Indian Health Care Centers, *SASTECH J.* 11 (2012) 82–89.
- [3] D. Fiala, Dynamic simulation of human heat transfer and thermal comfort, De Montfort University, 1998.
- [4] C.B. Pereira, K. Heimann, M. Czaplík, V. Blazek, B. Venema, S. Leonhardt, Thermoregulation in premature infants: A mathematical model, *J. Therm. Biol.* 62 (2016) 159–169.

doi:10.1016/j.jtherbio.2016.06.021.

- [5] A.B. de C.G. e Silva, A Finite Element Thermoregulation Model of the Human Body for Hypothermia Treatment in Adults and Neonates, COPPE, 2016.
- [6] M.K. Ginalski, A.J. Nowak, L.C. Wrobel, A combined study of heat and mass transfer in an infant incubator with an overhead screen, *Med. Eng. Phys.* 29 (2007) 531–541. doi:10.1016/j.medengphy.2006.07.011.
- [7] L.C. Wrobel, M.K. Ginalski, A.J. Nowak, D.B. Ingham, A.M. Fic, An overview of recent applications of computational modelling in neonatology, *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 368 (2010) 2817–2834. doi:10.1098/rsta.2010.0052.
- [8] A. Hannouch, V. Mitilian, M. Hajj-Hassan, H. Khachfe, C. Habchi, Computational Fluid Dynamics Model for a Closed Infant Incubator, in: *5th Int. Conf. Glob. Heal. Challenges*, 2016: pp. 1–4.
- [9] A.E. Wheldon, D. Hull, Incubation of very immature infants, *Arch. Dis. Child.* 58 (1983) 504–508. doi:10.1136/adc.58.7.504.
- [10] E.B. Elabbassi, K. Belghazi, S. Delanaud, J.P. Libert, Dry heat loss in incubator: Comparison of two premature newborn sized manikins, *Eur. J. Appl. Physiol.* 92 (2004) 679–682. doi:10.1007/s00421-004-1130-5.
- [11] A.K. Adams, R.A. Nelson, E.F. Bell, C.A. Egoavil, Use of infrared thermographic calorimetry to determine energy expenditure in preterm infants, *Am. J. Clin. Nutr.* 71 (2000) 969–977. doi:10.1093/ajcn/71.4.969.
- [12] A.K. Abbas, S. Leonhardt, Intelligent neonatal monitoring based on a virtual thermal sensor, *BMC Med. Imaging.* 14 (2014). doi:10.1186/1471-2342-14-9.
- [13] H. Pennes, Analysis of Tissue and Arterial Blood Temperatures in the Resting Human Forearm, *Appl. Physiol.* 1 (1948) 93–122.
- [14] A. Lakhssassi, E. Kengne, H. Semmaoui, Modified pennes' equation modelling bio-heat transfer in living tissues: analytical and numerical analysis, *Nat. Sci.* 02 (2010) 1375–1385. doi:10.4236/ns.2010.212168.
- [15] D. Weizhong, R. Nassar, J. Zhang, A Three Level Finite Difference Scheme for Solving the Pennes' Bioheat Transfer in a Triple-Layered Skin Structure, Lexington, KY, 2002.
- [16] P.K. Gupta, J. Singh, K.N.N. Rai, A numerical study on heat transfer in tissues during hyperthermia, *Math. Comput. Model.* 57 (2013) 1018–1037. doi:10.1016/J.MCM.2011.12.050.
- [17] T. Lillicrap, M. Tahtali, A. Neely, X. Wang, A. Bivard, C. Lueck, A model based on the Pennes bioheat transfer equation is valid in normal brain tissue but not brain tissue suffering focal ischaemia, *Australas. Phys. Eng. Sci. Med.* 40 (2017) 841–850. doi:10.1007/s13246-017-0595-6.
- [18] K. Hammarlund, G. Nilsson, P. Oberg, G. Sedin, Transepidermal water loss in newborn infants I. Relation to ambient humidity and site of measurement and estimation of total transepidermal water loss, *Acta Paediatr.* 66 (1977) 553–562.
- [19] I. Amezzane, A. Awada, M. Sawan, F. Bellemare, Modelling and simulation of an infant's whole body plethysmograph, *Med. Biol. Eng. Comput.* 44 (2006) 823–828. doi:10.1007/s11517-006-0068-7.
- [20] D. Dubois, E. Dubois, A formula to estimate the approximate surface area if height and weight be known, *Arch. Intern. Med.* 17 (1916) 863–871.
- [21] M.K. Ginalski, A.J. Nowak, L.C. Wrobel, Modelling of heat and mass transfer processes in neonatology, *Biomed. Mater.* 3 (2008). doi:10.1088/1748-6041/3/3/034113.
- [22] Caleo, Draeger Medical UK Ltd, (n.d.).

- [23] A.E. Wheldon, Energy balance in the newborn baby: Use of a manikin to estimate radiant and convective heat loss, *Phys. Med. Biol.* 27 (1982) 285–296. doi:10.1088/0031-9155/27/2/009.
- [24] I. Sarman, D. Bolin, I. Holmér, R. Tunell, Assessment of Thermal Conditions in Neonatal Care: Use of a Manikin of Premature Baby Size, *Am. J. Perinatol.* 9 (1992) 239–246. doi:10.1055/s-2007-994780.
- [25] K. Adamsons, M.E. Towell, Thermal homeostasis in the fetus and newborn, *Anesthesiology.* 26 (1965).
- [26] O. Bonner, K. Beardsall, N. Crilly, J. Lasenby, ‘There were more wires than him’: The potential for wireless patient monitoring in neonatal intensive care, *BMJ Innov.* 3 (2017) 12–18. doi:10.1136/bmjinnov-2016-000145.
- [27] A.C. Kevat, D.V.R. Bullen, P.G. Davis, C.O.F. Kamlin, A systematic review of novel technology for monitoring infant and newborn heart rate, *Acta Paediatr. Int. J. Paediatr.* 106 (2017) 710–720. doi:10.1111/apa.13786.
- [28] A. Zermani, Application of Adaptive Predictive Control to a Newborn Incubator Med Aymen Zermani , Elyes Feki and Abdelkader Mami Department of Electric Engineering , Laboratory of Analysis and Control of Systems , National School of Engineering of Tunis , Tunis , Tun, *Am. J Eng. Appl. Sci.* 4 (2011) 235–243.
- [29] A.B. te Pas, Improving Neonatal Care with Technology, *Front. Pediatr.* 5 (2017) 5–7. doi:10.3389/fped.2017.00110.
- [30] M. Koli, P. Ladge, B. Prasad, R. Boria, P.N.J. Balur, Intelligent Baby Incubator, in: 2018 Second Int. Conf. Electron. Commun. Aerosp. Technol., Coimbatore, India, 2018: pp. 1036–1042. doi:10.1109/ICECA.2018.8474763.

Acknowledgements

The authors would like to thank the AUF- CNRSL-NDU grant.

Troisième partie

Annexes

Liste des auteurs

A

Acem, Zoubir	821
Achchaq, Fouzia	447
Addoum, Ahmad	161
Agazzi, Alban	265
Agbessi, Yao	103
Agyeman, Emmanuel	87
Ahmimache, Yassine	71
Ait Oumeziane, Yacine	785, 793
Al Hadad, Waseem	545
Ali, Samer	143, 373
Allheily, Vadim	185
Amirdine, Juliana	231
Arviu, Corinne	641
Asllanaj, Fatmir	161
Aubert, Stéphane	669
Ayel, Vincent	455

B

Baucour, Philippe	5
Baudin, Gérard	169
Bazzi, Hasan	373, 381
Beaupere, Noé	661
Begot, Sylvie	321, 585
Bendouma, Mathieu	729
Ben Nasrallah, Sassi	609
Béreaux, Yves	103
Bergez, Wladimir	221
Bertin, Yves	313, 455
Bertola, Volfango	439
Bertossi, Remi	455
Berut, Elise	265, 415
Bézian, Jean-Jacques	153
Biglione, Jordan	103
Billaud, Yann	553, 577
Blanco, Stéphane	153, 239
Blondel, Quentin	257, 397
Boileau, Thierry	337
Bouchié, Rémi	153, 625
Bougeard, Daniel	249
Boulin, Anne	423
Bourdin, Vincent	127

Boyard, Nicolas	231, 497, 649
Bragança, Pierre	721
Bruneau, Denis	601
Bu, Liangxiao	103
Bulliard-Sauret, Odin	63, 249
Burghelca, Teodor	231, 463, 687

C

Caliot, Cyril	153, 239
Caney, Nadia	257
Carpy, Sabrina	463
Castelain, Cathy	143, 347, 365, 463, 687
Castelan, Anne	679
Celzard, Alain	213
Chamagne, Didier	5
Charmeau, Jean-Yves	103
Chedevergne, François	135
Chégnimonhan, Victorin	527
Chen Austin, Miguel	601
Chirinos García, Luis Ricardo	297
Chorin, Paul	79
Chriaa, Ibtissem	21
Colinart, Thibaut	729
Collin, Anthony	821
Courtois, Elodie	561
Coustet, Christophe	153
Cuisano Egusquiza, Julio Cesar	297
Cuminal, Yvan	537
Cuny, Mathias	753, 769

D

Dabos, Marie	169
Dauchet, Jérémi	153
Dekhil, Mohamed Amine	249
Delahaye, Anthony	487
Delaleux, Fabien	519
Delaunay, Didier	649
Depoers, Victor	273
Der, Oguzhan	439
Desevaux, Philippe	785, 793
Diallo, M.A.	803
Dianoux-Feroul, Alexys	281

Ding, Zhihao	669
Doriat, Aurélien	55
Dorignac, Eva	71
Ducros, Frédéric	669
Dujardin, Nicolas	593, 713
Duluc, Marie-Christine	127
Dumoulin, Jean	177, 703
Dunoyer, Nicolas	661
Dupont, Vincent	679
Duquesne, Marie	447
Durastanti, Jean-Félix	519
Dutour, Sébastien	313

E

Edelin-Joubert, Denis	87, 527
Edwardson, Stuart	439
El Alami, Mustapha	745
El Hafi, Mouna	153, 239
El Idi, Mohamed Moussa	195
El Mankibi, Fatima	785, 793
El Omari, Kamal	687
El Rassy, Elissa	577
Eschbach, Romain	507
Eymet, Geneviève	153
Eymet, Vincent	153

F

Falcoz, Quentin	305, 357
Faraj, Jalal	143, 365, 373, 381, 389
Farges, Olivier	153, 161
Faure, Jean-Luc	777
Feidt, Michel	281
Fénot, Matthieu	71
Ferriere, Solange	821
Ferrouillat, Sébastien	63
Feuillet, Vincent	29, 593, 625, 713
Fierro, Vanessa	213
Figus, Christophe	679
Flamant, Gilles	305
Flores Alva, Freddy Renzo	297
Fois, Magali	593, 713
Fond, Christophe	769
Fontaine, Julien	695
Forest, Vincent	153
Fouillien, Eric	5
Fourgeaud, Laura	679
Fournaison, Laurence	487
Fournier, Richard	153, 239
François, Adrien	29
Fuentès, Adrien	329

G

Gad El Rab, Mostafa	365, 389
---------------------------	----------

Galtier, Mathieu	153
Galy, Cassiopée	641
Garnier, Bertrand	497
Gasnier, Marine	785, 793
Gavignet, Eric	289
Genetier, Marc	169
Ghaoui, Soukaina	617
Ghnatios, Chady	13
Glantz, Tony	431
Glouannec, Patrick	329, 561, 729
Gondrexon, Nicolas	63
Gonnier, Christian	507
Gonzalez, Brigitte	397
Gradeck, Michel	431
Greffet, Rémy	721
Grosjean, Sébastien	37
Guillou, Julien	221

H

Habchi, Charbel	119, 831
Hamdaoui, Ons	737
Hannouch, Aziza	831
Haquet, Jean-François	221, 423
Harika, Elias	381, 389
Ha, Thanh-Tung	625
Henry, Jean-François	185
Hetet, Jean-François	273
Himo, Rawad	13, 119, 463

I

Ibarrart, Loris	153, 239
Ibos, Laurent	29, 593, 625, 713, 737

J

Jaber, Hassan	405
Jarny, Yvon	649
Jayapragasam, Puvikkarasan	203
Jemni, Abdelmajid	609
Joly, Frédéric	37
Josset, Christophe	527
Joubert, Patrice	111
Juricic, Sarah	811

K

Kadoch, Benjamin	753
Karkri, Mustapha	21, 95, 195, 609
Keïta, M.	803
Khaled, Mahmoud ..	143, 365, 373, 381, 389, 405
Kheiri, Abdelhamid	281
Khoury, Khalil	831
Kraiem, Manel	609
Kusiak, Andrzej	617

L

Labergue, Alexandre.....	431
Lacoste, Eric.....	641
Lahmer, El Bachir.....	95
Lalizel, Gildas.....	55
Lantier, Romain.....	71
Lanzetta, François.....	289, 321, 585
Lapertot, Arnaud.....	753
Lavieille, Pascal.....	153, 313, 471, 479, 695
Layes, Guillaume.....	289
Le Bideau, Pascal.....	203
Le Bohec, Mickaël.....	761
Le Bot, Cédric.....	447
Le Corre, Steven.....	497, 649
Ledoux, Yann.....	617
Le Dréau, Jérôme.....	803
Lefèvre, Frédéric.....	265, 415
Legoff, Ronan.....	265
Le Guen, Emilie.....	641
Le Guer, Yves.....	687
Le Louët, Violaine.....	649
Le Masson, Philippe.....	569
Le Maux, Dylan.....	569
Lemenand, Thierry.....	405, 831
Le Metayer, Olivier.....	753
Lemonnier, Denis.....	111, 553, 761
Le Nguyen, Lan Phuong.....	479
Le Niliot, Christophe.....	507
Léon, Olivier.....	135
Lepiller, Valérie.....	785, 793
Le Roy De Bonneville, Florian.....	423
Le Sant, Véronique.....	625
Lethuillier, Jérémie.....	471
Le Touz, Nicolas.....	703
Levêque, Marie.....	313
Limam, Oualid.....	737
Lin, Jian.....	769
Lips, Stéphane.....	265, 415
Liu, Yang.....	553
Lluc, Jacques.....	313, 479
Logerais, Pierre-Olivier.....	519
Loulou, Tahar.....	203, 561

M

Maillet, Denis.....	281, 545
Majidniya, Mahdi.....	337
Makhour, Ali Al Akbar.....	721
Mancaux, Jean-Marie.....	45
Manuel, Rémi.....	593, 713
Marchand, Alexis.....	821
Marie, Zélie.....	213
Mari, Raphael.....	313
Martinez, Simon.....	777

Marvillet, Christophe.....	347
Mastrippolito, Franck.....	669
Mazet, Thomas.....	281
Mazioud, Atef.....	737
Memponteil, Alain.....	63
Merlat, Lionel.....	185
Meulemans, Johann.....	29
Mével, Laurent.....	177
Mezrhab, Ahmed.....	95
Michaux, Ghislain.....	721, 777
Miscevic, Marc.....	313, 471, 479, 695
Mishra, Ketaki.....	497
Moguen, Yann.....	687
Mokadem, Youssef.....	585
Moreau, Florian.....	55, 79
Moussaoui, Mohammed Amine.....	95
Mousseau, Pierre.....	87
Moutarlier, Virginie.....	585
Muratori, Francesco.....	507
Museau, Matthieu.....	617

N

Najam, Mostafa.....	745
Najam, Zahra.....	745
Neveu, Alain.....	37
Neveu, Pierre.....	305, 357
Nguyen, Frédéric.....	507
Nicolas, Vincent.....	213
Nika, Philippe.....	289
Noël, Hervé.....	329

O

Olives, Régis.....	45
--------------------	----

P

Peillon, Sébastien.....	537
Pellerin, Stéphanie.....	127
Pena Carrillo, Juan David.....	431
Penazzi, Léa.....	239
Péniguel, Christophe.....	153
Petitgirard, Julien.....	5
Pfortner, Benoît.....	545
Phan, Hai Trieu.....	397
Piaud, Benjamin.....	153
Pierre, Alexandre.....	793
Pierre, Thomas.....	569
Pigache, François.....	695
Piluso, Pascal.....	221
Poncet, Christophe.....	63
Pons, Michel.....	487

Q

Quintanilla, Martin.....	321
--------------------------	-----

R

Raillon, Loïc	811
Ramadan, Mohamad	365, 373, 405
Ranc, Isabelle	169
Ranc, Pierre	289, 321
Randrianalisoa, Jaona	185
Rauch, Jean-Yves	585
Rebouillat, Baptiste	357
Remy, Benjamin	337, 633
Renaudière De Vaux, Sébastien	221
Repetto, Georges	431
Reulet, Philippe	135
Riou, Olivier	519
Risso, Frédéric	423
Rodiet, Christophe	537
Roger, Maxime	153
Romestant, Cyril	455
Rouchier, Simon	811
Roy, Jennifer	479
Rupp, Isabelle	153

S

Sahnoun, Badre	633
Salagnac, Patrick	721, 777, 803
Salameh, Wassim	143, 381, 389
Salem, Thouraya	593, 713
Sarda, Alain	87
Sartre, Valérie	265, 415
Saury, Didier	79, 111, 553, 577, 761
Schick, Vincent	545, 633
Schlegel, Benoit	479
Schreck, Cédric	55
Sempey, Alain	601
Sergent, Anne	111
Serio, Bruno	169
Simo Tala, Jules-Voguelin	249
Siroux, Monica	769
Slobodeniuk, Maksym	455
Sommier, Alain	601
Soupremanien, Ulrich	661

T

Tauveron, Nicolas	257, 397
Terrei, Lucas	821
Thebault, Simon	625
Thiaucourt, Jonas	273
Topin, Frédéric	695
Tordjeman, Philippe	221
Toullier, Thibaud	177
Toutain, Jean	447
Tran, Khanh-Hung	169
Trégan, Jean-Marc	153
Tremeac, Brice	347
Trigui, Abdelwahab	21

V

Vannerem, Ségolène	305
Vaudrey, Alexandre	297
Vera, Karine	37
Viera, Arthur	431
Vignal, Laure	63
Voeltzel, Nicolas	397
Vogt Wu, Tingting	601
Voirand, Antoine	265
Vo, Thanh Hoang	617

W

Waeytens, Julien	625
Wang, Ying	111
Weber, Christophe	347

Y

Younes, Eliane	687
----------------------	-----

Z

Zalewski, Laurent	661
Zamansky, Rémi	221, 423
Zandi, Majid	337
Zéhil, Gérard-Philippe	13
Zhang, Mengdi	281
Zibouche, Kamel	625
Ziyati, Dounia	185